PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 3/4 — 15. Februar 1940 — 41. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 6 am 1. März 1940

INHALT:

Abhandlungen:

W. Steinhaus und A. Kußmann, Momentfreie Feldspule für Magnetometermessungen. S. 53.

Th. Neugebauer, Theorie des Plotnikow-Effektes. S. 55.

W. Bardili, Modellversuche in Strömungskanälen mit verschiedenen Medien. S. 63.

J. W. Hiby und K. Wirtz, Untersuchungen zum Clusiusschen Trennungsverfahren in Flüssigkeiten. S. 77.

H. Lichtblau, Photographische Wirkung von Kanalstrahlen. S. 82.

Besprechungen:

L. de Broglie, Licht und Materie. Ergebnisse der Neuen Physik S. 86.

K. K. Darrow, Die Renaissance der Physik. S. 86.

H. Frieser und H. Staude, Jahresbericht der Photographie, Kinematographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1937. S. 87.

Grimsehl - Tomaschek, Lehrbuch der Physik. Bd III. S. 87.

W. Langenbeck, Lehrbuch der organischen Chemie. S. 87.

A. J. Rutgers, Physische Scheikunde. S. 88.

C. Stumpf, Erkenntnislehre. Band I. S. 88.

Nachrichten. S. 88.

Berichtigung. S. 88.

ABHANDLUNGEN

Momentfreie Feldspule für Magnetometermessungen

Von W. Steinhaus und A. Kußmann

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Sowohl für die Entwicklung ferromagnetischer Legierungen wie für ihre betriebsmäßige Herstellung und Überwachung hat die Messung charakteristischer magnetischer Kenngrößen, unter ihnen besonders die der Koerzitivkraft, in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen. Dementsprechend sind eine ganze Reihe neuer technischer Verfahren und Geräte zur Messung der Koerzitivkraft beschrieben worden, über die von Neumann[1]) kürzlich zusammenfassend berichtet wurde.

Diese Geräte sind natürlich zum Teil verhältnismäßig kompliziert und daher kostspielig, so daß sie sich wohl erst nur schwer einführen werden, wenn nicht die Hersteller und Verarbeiter magnetisierbarer Werkstoffe sich durch Messungen mit einem einfachen, leicht zu improvisierenden Gerät von der Zweckmäßigkeit, ja vielleicht Notwendigkeit ständiger Kontrolle der magnetischen Kennwerte überzeugt haben.

Von solchen einfachen, im ungeschlossenen Magnetkreis anzuwendenden und doch zuverlässigen Verfahren stehen neben der von dem einen von uns vorgeschlagenen Abziehmethode[1]) — von Neumann „Tauchspulenverfahren" genannt — vor allem das klassische Verfahren der Magnetometermessung zur Verfügung. Während das erstere immerhin noch den Besitz eines ballistischen Galvanometers voraussetzt, läßt sich gerade das Magnetometerverfahren für die allermeisten technischen Zwecke mit Hilfe eines Kompasses genügender Einstellgenauigkeit durchführen, so daß es überall leicht aufgebaut und in Benutzung genommen werden kann.

Der große Vorzug des Magnetometerverfahrens ist bekanntlich der, daß seine Empfindlichkeit durch Veränderung des Abstandes zwischen Probe und Magnetnadel allen Erfordernissen, die sich aus Abmessungen und Eigenschaften der Proben ergeben, in weiten Grenzen angepaßt werden kann. Umgekehrt besitzt das Verfahren in seiner üblichen Form einen erheblichen Nachteil, und zwar besteht dieser in der Notwendigkeit, die Wirkung der die Probe enthaltenden Feldspule auf die Nadel durch genaues Justieren einer zweiten gegenpolig geschalteten Kompensationsspule aufzuheben. Diese Abgleichung muß für jede Verschiebung der Feldspule bzw. Änderung der Empfindlichkeit neu ausgeführt werden, und zwar mit großer Genauigkeit, da das Verhältnis der Spulenmomente zu den Probenmomenten insbesondere bei kleinen Proben den Wert 100—1000 erreichen kann und jeder Abstandsfehler mit der dritten Potenz eingeht.

1) H. Neumann, Arch. f. techn. Messen, Blatt V, 957—2, 1939.

1) W. Steinhaus, Zeitschr. f. techn. Phys. **7**, 492, 1926.

Diese unbequeme und zeitraubende Abstandseinstellung der Spulen, deren Justierung zudem noch öfter nachkontrolliert werden muß, dürfte auch das Hauptbedenken der Industrie gegen das Magnetometerverfahren sein, so daß sich seine Verwendung heute fast nur auf wissenschaftliche Institute beschränkt.

Man könnte natürlich daran denken, durch mechanische Einrichtungen, wie Rechts- und Linksschrauben, Scheren u. ä. die richtige Abstandseinstellung der beiden Feldspulen zu erzwingen, doch haben sich solche Konstruktionen nicht eingeführt, wahrscheinlich deshalb, weil ihr Aufbau recht kompliziert bzw. ihre Betätigung wieder mit Zeitverlust verbunden ist.

Im folgenden sei nun eine von den Verfassern schon seit längerer Zeit benutzte Spulenkonstruktion beschrieben, die in Verbindung mit jedem Magnetometer verwendet werden kann und mit der es möglich ist, diese Nachteile einer Kompensationsspule restlos zu beseitigen[1]).

Das Verfahren besteht grundsätzlich darin, daß man die Kompensationsspule mit umgekehrtem Feldsinn auf dieselbe Seite der Magnetometernadel bringt, wie die die Probe enthaltende Spule, und beide Spulen bei möglichst geringem räumlichem Abstand fest miteinander verbindet. Diese Verbindung und Abgleichung der Spulen wird zweckmäßig so durchgeführt, daß man auf die Feldspule I zwei weitere übereinanderliegende konzentrische Spulen II und III beliebiger, aber genau gleicher Windungszahl aufbringt und so bemißt, daß das magnetische Moment der zwischen II und III liegenden ringförmigen Windungsfläche gleich ist dem der Spule I. Ist diese Bedingung erfüllt und sind die Spulen richtig geschaltet (d. h. II und III gegeneinander und in Serie zu I), so ist bei einem Spulensystem hinreichender Länge die Feldstärke in der Mitte des Innenraumes genügend genau durch die Bewicklungsdichte der Spule I und die Stromstärke gegeben, während die Spulen II und III auf die Probe keinen Einfluß ausüben, sondern nur die Wirkung des Momentes der Spule I im Außenraum aufheben.

Beim Bau eines solchen Spulensystems wird man praktisch so verfahren, daß man an Hand einer Überschlagsrechnung zunächst die Spulen II und III wickelt, das magnetische Moment des Ringgebietes durch Messung feststellt und danach die in den Innenraum einzupassende Spule I bemißt. Wegen der unvermeidlichen Schwankungen der Wickeldichte wird es dabei natürlich nur zufällig möglich sein, eine genaue Gleichheit der Windungsflächen von I und (III–II) zu erreichen. Dies ist jedoch nicht einmal erwünscht, vielmehr empfiehlt es sich, die Windungsfläche des Ringgebietes (III–II) um ein geringes größer zu machen als die der Spule I und dann die Feinabgleichung elektrisch mittels eines den Spulen II/III parallel geschalteten Widerstandes vorzunehmen. Wie in der magnetischen Meßtechnik allgemein üblich, wird man schließlich die Feldkonstante des Systems nachträglich empirisch bestimmen.

Streng genommen gilt die Kompensation, d. h. die vollständige Aufhebung der Wirkung der Stromflächen eines solchen Spulenystems in Bezug auf den Außenraum natürlich nur für einen einzigen Punkt der Achse, d. h. für eine ganz bestimmte Entfernung zwischen Spule und Magnetometernadel. Praktisch aber ist das Gebiet der Momentfreiheit so ausgedehnt, daß selbst in die Prozente gehende Änderungen des Abstandes ohne merkliche Wirkung auf die Magnetnadel bleiben. Erst bei großen Verschiebungen der Spule, d. h. also bei Wahl einer ganz anderen Empfindlichkeit, muß auch das Verhältnis der Windungsflächen um ein geringes geändert und die Kompensation dem neuen Abstand angepaßt werden. Dies geschieht zweckmäßig dadurch, daß man den obengenannten Parallelwiderstand zu den Spulen II/III als Regulierwiderstand ausbildet und vom Beobachtungsstand aus betätigt, so daß dann die Kompensation in einfachster Weise variiert werden kann. Erfahrungen, die wir bei langdauernden Meßreihen gemacht haben, bei denen infolge der Spulenerwärmung sich das Widerstandsverhältnis und damit die Abgleichung zwischen den Spulen und dem kaltbleibenden Regulierwiderstand verschob, haben uns dann veranlaßt, den Widerstand zu unterteilen und einen Teil als bifilar aufgewickelten Kupferdraht in dem Spulenzwischenraum selbst unterzubringen, um bei stärkerer Erwärmung der Spulen eine selbsttätige Temperaturkorrektion zu bewirken.

Die Vorteile solcher momentlosen Spulen liegen auf der Hand. Es sind dies — außer der geschilderten Beseitigung der Schwierigkeit der Kompensation — einmal die wesentliche Verkleinerung des Raumbedarfs der Meßeinrichtung überhaupt: an Stelle der langen, doppelseitigen Magnetometerbank, die meist eine Aufstellung in der Mitte des Meßraumes erfordert, kommt man nunmehr mit einer Bank von halber Länge aus, die sich leicht als Wandarm ausbilden läßt. Darüber hinaus wird als Wichtigstes eine wesent-

1) Eine ähnliche, aber nur aus einer Doppelwicklung bestehende und daher nicht regelbare momentfreie Spule hat bereits A. Schmidt verwendet und kurz beschrieben, wie wir erst nachträglich erfahren haben (vgl. Bericht über die Tätigkeit des Kgl. Preuß. Meteorolog. Inst., S. 140, 1912).

liche Störungssicherheit des Verfahrens gewonnen. Selbst kleine Spulenverschiebungen, wie sie bei Serienmessungen und Einlegen immer neuer Proben gelegentlich vorkommen, bleiben im Gegensatz zum gewöhnlichen Verfahren hier wirkungslos, so daß die magnetometrischen Messungen, im besonderen die $\mathfrak{H}_c$-Bestimmungen, bedeutend vereinfacht werden, ohne irgendwie an Genauigkeit einzubüßen. Dieser Vorteil tritt natürlich besonders deutlich bei der Untersuchung kleiner Proben hervor, bei denen man wegen des geringen Ausschlages gezwungen ist, vergleichsweise nahe an das Magnetometer heranzugehen.

Zusammenfassung

Es wird eine momentfreie Magnetisierungsspule beschrieben, die beim Magnetometerverfahren die Schwierigkeiten der bisher üblichen Einjustierung einer Kompensationsspule vermeidet und das ganze Verfahren wesentlich vereinfacht.

Berlin-Charlottenburg, im Januar 1940.

(Eingegangen 17. Januar 1940)

Theorie des Plotnikow-Effektes

Von Th. Neugebauer

Zur Erklärung der sogenannten longitudinalen Lichtstreuung, die darin besteht, daß ein in eine hochpolymere Substanz eingestrahltes ultrarotes Lichtbündel sich kegelartig ausbreitet, wird eine Theorie ausgearbeitet, die im wesentlichen darin besteht, daß, da sich die Bündel der Kettenmoleküle gegenüber dem ultraroten Lichte optisch verschieden verhalten, je nachdem ob der Strahl parallel oder senkrecht zur Kettenachse polarisiert ist, an den Grenzflächen solcher Elementargebiete Brechungen und Totalreflexionen auftreten müssen, welche die beobachteten kleinen Abweichungen von der geradlinigen Ausbreitung erklären. Der bei niedermolekularen Stoffen im sichtbaren Gebiet beobachtete viel kleinere Effekt und die sogenannte Streureflexion werden ebenfalls theoretisch gedeutet. Die Größenordnung der erhaltenen Formel wird abgeschätzt und in Übereinstimmung mit der Erfahrung gefunden. Zum Schluß wird bewiesen, daß der Plotnikow-Effekt unmöglich ein spezieller Fall der Rayleighstreuung sein kann.

Einleitung

Im Januar 1940 sind es 10 Jahre, daß J. Plotnikow[1]) die eigenartige Erscheinung der longitudinalen Lichtstreuung entdeckt hat. Sie besteht bekannterweise darin, daß ein dünner paralleler Lichtstrahl bei seinem Durchgang durch ein Medium sich kegelartig ausbreitet. Am stärksten zeigen diese Erscheinung infrarote Strahlen beim Durchgang durch hochmolekulare Körper sowohl organischer, wie anorganischer Natur im festen und flüssigen Zustande und auch in Lösungen. Selbstverständlich müssen diese Substanzen zur Untersuchung in optisch reinem Zustande verwandt werden. Die Struktur dieser hochmolekularen Körper ist meistens fadenkettenartig, d. h. sie sind eindimensionale Riesenmoleküle, deren Länge bis 1500 mμ betragen kann, ihr Durchmesser dagegen höchstens 1,5 mμ. Dieses neuere Gebiet der organischen Chemie, das die Kunstharze, Öle, Kautschuke und teilweise die Proteine umfaßt, wurde in erster Linie von Staudinger erforscht.

Diese neue Art von Streuung kann mitunter so stark werden, daß sich die Lichtstrahlen ganz umbiegen und an der ursprünglichen Eintrittsfläche wieder heraustreten; in diesem Falle heißt die Erscheinung Streureflexion und erklärt viele interessante Phänomene, wie z. B. die Infrarottiefschichtphotographie der Blutadern, das Fehlen der Konzentration der infraroten Strahlen beim Durchgang durch die Hornhaut usw.

Da diese Erscheinung am stärksten bei hochmolekularen Körpern auftritt, so waren Biologen und Mediziner die ersten, die dieses ganz neue vielversprechende Gebiet aufgriffen; man braucht nur die schönen Arbeiten von Jörg[1]), Gjurić[2]), Lepeschkin[3]) u. a.[4]) zu erwähnen. Es sind in dieser verhältnismäßig kurzen Zeitspanne schon 20 Abhandlungen erschienen. Nur vom physikalischen und chemischen Standpunkt aus wurde dieses Gebiet noch nicht bearbeitet, obwohl die Frage dieser Wechselwirkung von

1) J. Plotnikow und L. Šplait, Physik. Zeitschrift **31**, 369, 1930; J. Plotnikow und R. Mibayashi, Strahlenther. **40**, 546, 1931; J. Plotnikow und S. Nishigishi, Physik. Zeitschr. **32**, 434, 1931; J. Plotnikow, Strahlenther. **39**, 469, 1931; **45**, 141, 1932 und **49**, 339, 1934; Ber. d. 2. intern. Kongr. f. Lichtforschung, Kopenhagen, S. 868, 1932; Verh. d. 3. intern. Kongr. f. Lichtforschung, Wiesbaden, S. 220, 1936; Photogr. Korresp. **67**, H. 8 und 11, 1931; **73**, 1, 1937; **74**, 54, 1938; Umschau **37**, 856, 1933; Fund. Radiol. **4**, 92, 1939; Allgemeine Photochemie, 2. Aufl., W. de Gruyter, Berlin und Leipzig 1936, S. 38 und 124; L. Šplait, Acta Phys. Pol. **2**, 458, 1933 und **4**, 329, 1935; Zeitschr. f. Phys. **98**, 396, 1935; L. Freund und Mitarbeiter, Radiologica **2**, 100, 1938; Wien. klin. Wschr. Nr. 36, S. 386, 1937; M. Karschulin, Strahlenther. **49**, 343, 1934, und C. A. Mitschell, The Analyst **60**, 453, 1935.

1) M. Jörg, Segunda Reunion de Ciencias Naturales, Mendoza (Argentina) 1937; Fund. Radiol. **4**, 9, 1937.

2) P. Gjurić, Strahlenther. **45**, 141, 1932; **49**, 397, 1933; Fund. Radiol. **4**, 92, 1939.

3) W. W. Lepeschkin, Protoplasma. **33**, 50, 1939.

4) S. Jakšeković, Diss. Veter. Fak. Un. Zagreb 1932; P. Jurišić, Protoplasma **24**, 268, 1935; Kolloid-Zeitschr. **78**, 95, 1937.

Riesenmolekülen und infrarotem Licht von großer Bedeutung ist. Schon die Beobachtung von Jörg[1]), daß die Ultraschallwellen beim plastischen Schwefel, der eine typische Fadenkettenstruktur besitzt, den Effekt erhöhen, ist so bemerkenswert, daß sie eine gründliche Erforschung erfordert. Außerdem kann der Plotnikow-Effekt auch in der modernen Theorie der Flüssigkeiten eine große Wichtigkeit erlangen. Von theoretischer Seite wurde dieser experimentell jetzt schon seit 10 Jahren bekannte Effekt überhaupt noch nicht in Angriff genommen. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es darum, den ersten Schritt in dieser Richtung zu tun.

§ 1

Die erste Frage, die beantwortet werden muß, ist, ob der Plotnikow-Effekt nicht doch ein spezieller Fall des Rayleigh-Mieschen Lichtdiffusionseffektes ist. Bekannterweise ist der letztere bei kleinen Teilchen λ^{-4} proportional, dagegen ist der Plotnikow-Effekt besonders bei hochmolekularen Substanzen eben im Ultraroten am stärksten; diese Erfahrung schließt es schon aus, daß es sich um die gewöhnliche Lichtzerstreuung handeln könnte. Übrigens kommen wir auf diese Frage später noch zurück, vorderhand möge diese Bemerkung genügen.

Sehr wichtig für unsere hier zu besprechende Theorie ist, daß erstens der Plotnikow-Effekt nur bei festen Körpern, Flüssigkeiten und Lösungen auftritt, dagegen bei Gasen scheinbar nicht, und zweitens, daß die Erscheinung bei langen Fadenmolekülen und im Ultraroten am stärksten ist. Diese langen Fadenmoleküle werden so in festen Körpern wie in Flüssigkeiten vorwiegend gebündelt angeordnet sein[2]). Jedoch wird diese Ordnung sich nicht auf größere Entfernungen erstrecken, sondern nur einzelne Gruppen dieser Fadenmoleküle werden zueinander parallel orientiert sein, die Achsen von anderen Gruppen werden dagegen größere oder kleinere Winkel mit den vorigen einschließen, wie ja das nach der modernen Theorie der Flüssigkeiten[3]) auch sein muß.

Betrachten wir jetzt die Frage, wie sich so ein Kettenmolekül gegenüber dem ultraroten Lichte, in dem Gebiet, in welchem eben seine eigenen Schwingungsfrequenzen liegen, verhalten wird. Hier ist ein solches Molekül in hohem Maße anisotrop. Die ultraroten Eigenschwingungen zerfallen ja in zwei Gruppen: Bei den Valenzschwingungen bewegen sich die Atome in der Richtung der Valenzstriche, bei den Deformationsschwingungen senkrecht dazu. Die Eigenfrequenzen der letzteren sind rund nur halb so groß wie die der ersteren, weil die bei der Verbiegung einer Valenzrichtung auftretende Kraft die kleinere ist. Aus diesen Gründen muß der Brechungsindex des infraroten Lichtes verschieden sein, je nachdem, ob der elektrische Vektor parallel oder senkrecht zur Fadenachse schwingt. Es wird zwar meistens nicht der denkbar einfachste Fall verwirklicht sein, daß es parallel zur Kettenachse nur Valenzschwingungen und senkrecht darauf nur Deformationsschwingungen gibt, aber die Komponenten derselben werden in den zwei Richtungen verschiedene Größen haben, und daraus resultiert eine Art kristalline Doppelbrechung dieser Molekülbündel im Ultraroten, ebenso wie der innere Starkeffekt der Elektronenübergänge teilweise die gewöhnliche kristalline Doppelbrechung im sichtbaren Gebiet verursacht.

Wie wir sehen, ist demzufolge unsere Flüssigkeit nicht mehr homogen und isotrop — in diesem Falle wäre ja eine kegelförmige Verbreiterung des Lichtstrahles ganz unverständlich —, sondern besteht aus einzelnen im Gebiete der ultraroten Schwingungsfrequenzen doppelbrechenden Molekülbündeln, deren Achsen regellos verteilt sind. Die an den Grenzflächen dieser Bündel, wo ja in den zwei aneinander angrenzenden Gebieten die Fadenachsen zueinander nicht parallel sind, auftretenden Lichtbrechungen und Totalreflexionen erklären die kleinen Ablenkungen des Lichtes, d. h. die kegelförmige Ausbreitung des ultraroten Strahles. Es sei noch bemerkt, daß selbstverständlich die Unterschiede in den Brechungsindizes nur sehr klein sein können, weil es sich nur um den infraroten Teil der Polarisierbarkeit handelt. Auf feste Körper, die den Plotnikow-Effekt zeigen, beziehen sich die obigen Auseinandersetzungen ebenfalls, weil diese ja zum Teil nur unterkühlte Flüssigkeiten sind.

Die Größe des theoretisch zu erwartenden Effektes soll im folgenden berechnet werden.

§ 2

Aus der bekannten Formel

$$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{E}} = \frac{3}{4\pi}\,\frac{n^2-1}{n^2+2}, \tag{1}$$

1) Private Mitteilung. Die Arbeit wird demnächst veröffentlicht werden.

2) Vgl. die analogen Betrachtungen bei flüssigen Kristallen. L. S. Ornstein und F. Zernike, Pr. Acad. Amsterdam **21**, 115, 1917, und L. S. Ornstein, Zeitschr. f. Krist. **79**, 90, 1931.

3) Vgl. F. Zernike und J. A. Prins, Zeitschr. f. Phys. **41**, 184, 1927; P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 348, 1930; J. A. Prins, Zeitschr. f. Phys. **56**, 617, 1929 und Naturwiss. **19**, 435, 1931; G. W. Stewart, Rev. Mod. Phys. **2**, 116, 1930; P. Debye und W. Ramm, Ann. d. Phys. **28**, 28, 1937 und Nuovo Cimento **226**, 15, 1938.

wo $\mathfrak{E}$ den elektrischen Vektor des einfallenden Lichtes, $\mathfrak{M}$ die Polarisation der Volumeneinheit und n den Brechungskoeffizienten bedeutet, folgt durch Differenzieren:

$$\delta n = \frac{2\pi(n^2+2)^2}{9n}\,\frac{1}{\mathfrak{E}}\,\delta\mathfrak{M}. \tag{2}$$

Andererseits ist

$$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{E}} = N\alpha, \tag{3}$$

wo N die Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit und α die optische Polarisierbarkeit eines Moleküls bedeutet.

$$\alpha = \sum_{q'} \frac{2\nu(q'q)\,|P(qq')|^2}{h(\nu^2(q'q)-\nu_0^2)} = \sum_{n'} \frac{2\nu(n'n)\,|P(nn')|^2}{h(\nu^2(n'n)-\nu_0^2)} + \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P(kk')|^2}{h(\nu^2(k'k)-\nu_0^2)}. \tag{4}$$

ν_0 bedeutet in Gleichung (4) die Frequenz des einfallenden Lichtes, $\nu(q'q)$ und $P(qq')$ die zum Quantensprung $q' \to q$ gehörende Eigenfrequenz und Übergangsmoment. Auf der rechten Seite von Gleichung (4) haben wir die Polarisierbarkeit in zwei Teile zerlegt; der erste rührt von den Elektronensprungfrequenzen her, mit denen gleichzeitig auch Oszillationsübergänge verbunden sein können, was wir aber in Gleichung (4) nicht explizit zum Ausdruck gebracht haben, der zweite Teil wird von den reinen Oszillationsübergängen verursacht. Die Resonanzfrequenzen des ersten Gliedes liegen im sichtbaren und ultravioletten Teil des Spektrums, darum ist dieses Glied allein für die im sichtbaren Gebiet beobachteten Dispersionserscheinungen verantwortlich, das zweite Glied ist dort absolut unbemerkbar.

Es sei noch bemerkt, daß das Auftreten dieses Ultrarotanteils der Polarisierbarkeit eine Erfahrungstatsache ist. Aus Depolarisationsgrad, Kerreffekt (Dipolglied) und Brechungsindex kann das optische Polarisationsellipsoid eines beliebigen Moleküls berechnet werden. Ist außerdem der Brechungsindex für unendlich lange Wellen bekannt, so können in geeigneten Fällen auch noch die Ultrarotanteile dieser Polarisierbarkeiten berechnet werden, wie z. B. beim *HCl*, bei dem nur die Polarisierbarkeit entlang der Molekülachse ein Ultrarotglied besitzt[1]).

Aus Gleichung (1), (3) und (4) folgt für die Brechungsindizes des ultraroten Lichtes parallel und senkrecht zur Kettenachse des Molekülbündels:

$$\frac{n_p^2-1}{n_p^2+2} = \frac{4\pi}{3h}N\left\{\sum_{n'} \frac{2\nu(n'n)\,|P_p(nn')|^2}{\nu^2(n'n)-\nu_0^2} + \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2}\right\} \tag{5}$$

und

$$\frac{n_s^2-1}{n_s^2+2} = \frac{4\pi}{3h}N\left\{\sum_{n'} \frac{2\nu(n'n)\,|P_s(nn')|^2}{\nu^2(n'n)-\nu_0^2} + \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_s(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2}\right\}. \tag{6}$$

Die ersten Glieder auf den rechten Seiten von Gleichung (5) und (6) werden aber kaum verschieden sein, weil wir es erstens nicht mit einzelnen Gasmolekülen zu tun haben, denen wir einzeln ein Polarisationsellipsoid zuschreiben können, sondern mit einer Flüssigkeit, in der sich die Moleküle gegenseitig berühren, und zweitens weil wir im infraroten Gebiet schon recht weit von den Elektronenfrequenzen entfernt sind. Wir vernachlässigen darum im folgenden diesen Unterschied ganz[2]). Dann folgt aus Gleichung (2), (3), (5) und (6)

$$\delta n = n_p - n_s = \frac{2\pi}{9h}\,\frac{(n^2+2)^2}{n}\,N\left\{\sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2} - \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_s(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2}\right\}. \tag{7}$$

für die Differenz der Brechungsindizes parallel und senkrecht zur Kettenachse.

Wir betrachten jetzt den extremen Fall, daß zwei Gebiete aneinander grenzen, bei denen im einen die Kettenachsen parallel zum elektrischen Vektor des Lichtes, im anderen darauf

1) Vgl. z. B. H. A. Stuart, Molekülstruktur, J. Springer, Berlin 1934, S. 218.

2) Die Differenz dieser zwei Glieder könnte zur Erklärung des von B. Čoban (Acta Phys. Pol. **4**, 1, 1935) im sichtbaren und ultravioletten Gebiet beobachteten Effektes herangezogen werden. Dieser viel kleinere Effekt ist jedoch auch viel schwerer von störenden Nebeneinflüssen zu unterscheiden, was die theoretische Deutung schwierig macht. Die geordneten Molekülschwärme müßten jedenfalls in den von Čoban untersuchten Flüssigkeiten von der Größenordnung der Wellenlänge des Lichtes angenommen werden, weil sonst die Erscheinung in einen Mie-Effekt übergeht.

senkrecht orientiert sind; die Brechungsindizes bezeichnen wir mit n_p und n_s. Für den Winkel der Totalreflexion folgt dann, wenn $n_p > n_s$ ist:

$$\sin\alpha = \frac{n_s}{n_p}. \tag{8}$$

Das können wir, da, wie schon erwähnt, der Unterschied zwischen den Brechungsindizes sehr klein ist, auch folgendermaßen schreiben:

$$\left.\begin{aligned}\sin\alpha &= \frac{n-(\delta n)_s}{n+(\delta n)_p} = 1 - \frac{(\delta n)_p + (\delta n)_s}{n}\\ &= 1 - \frac{n_p - n_s}{n},\end{aligned}\right\} \tag{9}$$

wo n einen Mittelwert von n_p und n_s bedeutet. Aus Gleichung (7) und (9) folgt:

$$\sin\alpha = 1 - \frac{2\pi}{9h}\frac{(n^2+2)^2}{n^2} N \left\{\sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2} - \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_s(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2}\right\}. \tag{10}$$

Bezeichnen wir den Winkel der totalen Richtungsänderung des Strahles mit $\delta\gamma$, so folgt

$$\delta\gamma = \pi - 2\alpha \tag{11}$$

und aus Gleichung (10) und (11)

$$\frac{\delta\gamma}{2} = \arccos\left[1 - \frac{2\pi}{9h}\frac{(n^2+2)^2}{n^2} N \left\{\sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2} - \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_s(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2}\right\}\right]. \tag{12}$$

Da $\delta\gamma$ immer sehr klein ist, so können wir $\cos\frac{\delta\gamma}{2}$ in Reihe entwickeln und erhalten:

$$1 - \frac{(\delta\gamma)^2}{8} \cdots = 1 - \frac{2\pi}{9h}\frac{(n^2+2)^2}{n^2} N \left\{\sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{\nu^2(k'k)-\nu_0^2} - \sum_{k'} \cdots\right\} \tag{13}$$

und endlich für $\delta\gamma$

$$\delta\gamma = \frac{4}{3}\frac{n^2+2}{n}\pi^{1/2}N^{1/2}\sqrt{\sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{h(\nu^2(k'k)-\nu_0^2)} - \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_s(kk')^2}{h(\nu^2(k'k)-\nu_0^2)}}. \tag{14}$$

Ist $n_p < n_s$, so müssen wir nur die Reihenfolge der zwei Glieder auf der rechten Seite von Gleichung (14) vertauschen. Es sei noch bemerkt, daß die bei der Totalreflexion auftretende Richtungsänderung des Strahles die größtmögliche ist, weil bei der senkrechten Inzidenz der Strahl unabgelenkt hindurchgeht und von da an mit zunehmendem Einfallswinkel der Ablenkungswinkel monoton zunimmt bis zur Erreichung der Totalreflexion, wo sich der Ablenkungswinkel noch sprunghaft verdoppelt. Das hier berechnete $\delta\gamma$ ist also der maximale Wert für den halben Öffnungswinkel des Streukegels, solange es sich nur um eine einzige Reflexion handelt.

Der Vollständigkeit halber wollen wir jetzt noch die bei einer an der Grenzfläche von zwei Elementargebieten auftretenden Brechung des ultraroten Strahles entstehende Richtungsänderung berechnen, die immer kleiner als $\delta\gamma$ sein wird. Mit Hilfe der in Gleichung (7) eingeführten Bezeichnung, erhalten wir dann analog zu Gleichung (9)

$$\frac{\sin\beta}{\sin(\beta+\delta\beta)} = \frac{n-(\delta n)_s}{n+(\delta n)_p} = 1 - \frac{\delta n}{n}, \tag{15}$$

wo β den Einfallswinkel bedeutet. Da $\delta\beta$ und δn sehr klein sind, so folgt

$$\delta\beta = \frac{\delta n}{n}\,\mathrm{tg}\,\beta \tag{16}$$

und weiter aus Gleichung (7) für die Ablenkung:

$$\delta\beta = \frac{2\pi}{9h}\frac{(n^2+2)^2}{n^2} N\,\mathrm{tg}\,\beta \left\{\sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_p(kk')|^2}{h(\nu^2(k'k)-\nu_0^2)} - \sum_{k'} \frac{2\nu(k'k)\,|P_s(kk')|^2}{h(\nu^2(k'k)-\nu_0^2)}\right\}. \tag{17}$$

Es sei aber bemerkt, daß wenn β angenähert gleich $\frac{\pi}{2}$ wird, Gleichung (16) seine Gültigkeit verliert, vielmehr haben wir dann

$$-\frac{(\delta\beta)^2}{2} + \frac{\delta\beta}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{\delta n}{n}. \qquad (18)$$

Daraus folgt für $\delta\beta$ eine viel verwickeltere Formel als Gleichung (17), die wir aber nicht explizit angeben wollen. Die Verhältnisse werden aber wieder einfach, wenn β gerade der Winkel der Totalreflexion ist, dann folgt aus Gleichung (15)

$$(\delta\beta)^2 = \frac{2\,\delta n}{n}. \qquad (19)$$

Setzen wir Gleichung (7) in Gleichung (19) ein und vergleichen das Resultat mit Gleichung (14), so folgt

$$2\,\delta\beta = \delta\gamma, \qquad (20)$$

wie das ja auch sein muß. Bei kleinerem Einfallswinkel ist aber immer $2\,\delta\beta < \delta\gamma$.

§ 3

Bei hochmolekularen Substanzen wird der maximale halbe Öffnungswinkel des austretenden ultraroten Lichtkegels etwa

$$\delta\gamma = 4 \text{ bis } 8^\circ \qquad (21)$$

oder in absolutem Maße ausgedrückt 0,1 sein. Um unsere theoretischen Resultate mit der Erfahrung vergleichen zu können, müssen wir zuerst die Größenordnung von $\delta\gamma$ abschätzen. Aus Gleichung (14) folgt im nahen Ultrarot

$$\delta\gamma \sim 4\sqrt{\frac{\pi N}{n^2}\,\frac{P^2}{10\,h\nu}}. \qquad (22)$$

Für N setzen wir in Gleichung (22) die Zahl der Moleküle in 1 cm³ Wasser, d. h. $3{,}4 \cdot 10^{22}$ für n 1,5 und für ν $c \cdot 1500\,\text{cm}^{-1}$ ein, was ungefähr die Größenordnung der Frequenz einer Deformationsschwingung ist, die ein Wasserstoffatom, das an einen Molekülrest quasielastisch gebunden ist, ausführt[1]); c bedeutet die Lichtgeschwindigkeit. Im Falle eines harmonischen Oszillators folgt für P nach der Quantenmechanik

$$P(k, k-1) = e'\sqrt{\frac{hk}{8\pi^2 m\nu}}, \qquad (23)$$

wo h die Plancksche Konstante, k die Oszillationsquantenzahl, die wir im folgenden gleich eins setzen werden, m die Masse des schwingenden Körpers und ν die Frequenz bedeuten. e' ist die effektive Ladung des oszillierenden Teilchens, die wir aber nicht gleich einer ganzen Elektronenladung setzen dürfen, weil das ja eine extreme Ionenbindung bedeuten würde. Um doch einen Begriff für die Größe von e' zu erhalten, können wir bei einigen einfacheren Molekülen aus den bekannten Dipolmomenten und den bandenspektroskopisch oder röntgenographisch ermittelten Entfernungen der Atome im Molekül e' berechnen. Auf diese Weise wurden die Zahlenangaben der Tabelle I erhalten (in 10^{-10} elektrostatischen Einheiten):

Tabelle I

HCl	*HBr*	*HJ*	H_2S	H_2O	NH_3
0,81	0,55	0,23	0,50	1,46	1,25

Wir setzen darum in unserer Abschätzung $e' = e/5$[1]). Mit $m = 1{,}6 \cdot 10^{-24}$ folgt dann aus Gleichung (22) und (23)

$$\gamma \sim 0{,}06 \qquad (24)$$

in der erwarteten größenordnungsmäßigen Übereinstimmung mit Gleichung (21).

§ 4

Wie aus den vorangehenden Rechnungen folgt, erklärt unsere Theorie ganz ungezwungen die wichtigsten sich auf den Plotnikow-Effekt beziehenden Erfahrungstatsachen. Also in erster Linie das Auftreten des Effektes bei langen Fadenkettenmolekülen, wie Polystirol, verschiedenen Kunstharzen, Paraffin, Rizinusöl usw., und im ultraroten Gebiet, und weiterhin die Größenordnung des Effektes.

Wir wollen noch zeigen, daß einige Beobachtungen von Plotnikow und Šplait[2]) ganz ungezwungen aus unserer Theorie erklärt werden können. Die Erfahrung, daß die Spektrallinien im austretenden Lichtkegel ganz unverändert bleiben, folgt einfach daraus, daß es sich nur um Reflexionen und Lichtbrechungen handelt. Die Beobachtung, daß bei Benutzung von natürlichem Licht gar keine Polarisation im Streukegel nachzuweisen ist, erklärt sich daraus,

1) Außerdem können hier auch noch Oberschwingungen eine Bedeutung haben, weil die im noch näheren Ultrarot liegen. Vgl. z. B. K. Rumpf und R. Mecke, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **44**, 299, 1939.

1) Ein analoges Resultat erhielten auch D. G. Bourgin (Phys. Rev. **29**, 794, 1927) und D. M. Dennison (Phil. Mag. **1**, 195, 1926) aus den Intensitäten der ultraroten Absorptionsbanden.

2) J. Plotnikow und L. Šplait, Photogr. Korresp. **68**, 198, 1932.

daß bei der Totalreflexion die ganze Lichtintensität, und zwar einzeln die der parallelen und der senkrechten Komponente erhalten bleibt. Bei Benutzung von linear polarisiertem Licht haben die genannten Forscher bei einem aus Phenol und Formalin bestehenden Kunstharz eine sehr starke Depolarisation des austretenden Lichtkegels gefunden. Diese Erfahrung kann man auch leicht erklären, wenn man bedenkt, daß bei der Totalreflexion auch eine Phasendifferenz auftritt, die nur bei streifender Inzidenz und für den Grenzwinkel der Totalreflexion verschwindet, bei Zwischenwerten des Einfallswinkels aber linear polarisiertes Licht in elliptisch polarisiertes verwandelt[1]); ähnlich wirkt auch die Doppelbrechung an den einzelnen Molekülbündeln. Die bei Rizinusöl beobachteten kleinen Drehungen der Polarisationsebene können auch mit Hilfe der bei der Totalreflexion und Doppelbrechung entstehenden Phasendifferenzen ganz ungezwungen erklärt werden.

Es sei noch erwähnt, daß wir bis jetzt immer angenommen haben, daß zwischen zwei Teilen der Flüssigkeit, in der die Kettenachsen der Moleküle in verschiedenen Richtungen orientiert sind, eine scharfe Trennungsfläche existiert. Es würde sich aber an unserem Gedankengange nichts Wesentliches ändern, wenn wir den Übergang zwischen zwei solchen Gebieten als kontinuierlich annehmen, nur wird dann statt einer scharfen Richtungsänderung des Strahles eine sukzessive Verbiegung desselben auftreten.

Weiterhin haben wir immer angenommen, daß es sich bei dieser sog. longitudinalen Lichtstreuung um einen Einfachprozeß handelt, daß also ein Teil des Lichtstrahles beim Durchdringen der fraglichen Substanz nur einmal seine Richtung wesentlich ändert. Da die beobachtete Streuareole in den meisten Fällen einen ziemlich scharfen Rand besitzt und außerdem auch unsere Abschätzung der Größenordnung mit der Erfahrung gut übereinstimmt, so ist diese Annahme in einigen Fällen gerechtfertigt. Andererseits ist es aber sicher nicht mehr richtig, bei der Streureflexion noch einen Einfachprozeß anzunehmen. Diese Erscheinung besteht bekannterweise darin, daß die ultraroten Strahlen in einer hochmolekularen Substanz so stark verbogen werden, daß sie schließlich an der Eintrittsfläche wieder austreten. Diese Erscheinung kann selbstverständlich nur mit Hilfe von vielen aufeinanderfolgenden Totalreflexionen erklärt werden.

Eine interessante Frage ist noch, ob die Größe des Plotnikow-Effektes irgendwie mit der Kettenlänge der hochpolymeren Verbindungen zusammenhängt, und ob man auch in dem hier besprochenen Falle eine analoge Gesetzmäßigkeit finden könnte, wie die Staudingersche Beziehung bei der spezifischen Viskosität. Danach ist diese Viskosität bei kleinen Konzentrationen einfach der Kettenlänge proportional. Wie wir aus unseren Herleitungen aber unmittelbar erkennen, kann in dem Falle, daß nur einmalige Totalreflexionen oder Brechungen die Hauptrolle spielen, von seiner einfachen Beziehung keine Rede sein. Anders liegen dagegen die Verhältnisse bei der oben besprochenen Streureflexion. Sehr lange Kettenmolekülbündel werden im allgemeinen nicht mehr gerade, sondern meistens gekrümmt sein. Nehmen wir nun an, daß ein ultraroter Strahl dieses Bündel infolge Totalreflexionen nicht verlassen kann und bezeichnen wir den Winkel der Richtungsänderung bei jeder solchen Reflexion mit φ. Dann folgt für die ganze Ablenkung $n\varphi$, wenn n die Zahl der Totalreflexionen ist. Andererseits ist

$$n\varphi = \frac{L}{R}, \tag{25}$$

wo L die Kettenlänge und R den als konstant angenommenen Krümmungshalbmesser derselben bedeutet. Die Verhältnisse können selbstverständlich nicht so einfach sein, aber es folgt in diesem Falle doch im Durchschnitt eine Proportionalität der Lichtablenkung zur Kettenlänge.

§ 5

Wir kommen jetzt auf die Frage zurück, ob der Plotnikoweffekt nicht doch als irgendein spezieller Fall des Rayleigh-Mie-Effektes gedeutet werden könnte. Wie wir schon erwähnt haben, widerspricht dem erstens, daß der letztere Effekt zu λ^{-4} proportional ist — nur bei relativ großen Teilchen ändert sich der Exponent von λ ein wenig, wird aber niemals positiv —, der Plotnikow-Effekt dagegen eben im Ultraroten am stärksten ist, zweitens ist der Rayleigheffekt auf dieselbe Substanzmenge bezogen bei Gasen immer größer, den Plotnikow-Effekt hat man dagegen bei Gasen noch gar nicht beobachtet, und es ist auch sehr wahrscheinlich, daß derselbe dort überhaupt nicht auftritt. Bei Gasen kann man bekannterweise die von den einzelnen Molekülen gestreuten Lichtintensitäten einfach addieren, weil die Gasatome regellos verteilt sind. Bei einem idealen Kristallgitter (ohne Wärmeschwingungen) würde es dagegen überhaupt keine Lichtdiffusion geben, weil die von den einzelnen Gitterpunkten gestreuten Lichtvektoren sich gegenseitig aufheben. Bei einem realen festen Körper oder einer Flüssigkeit ist das selbstverständlich in diesem Maße nicht der Fall, die gestreute Lichtintensität ist aber immer

1) Vgl. z. B. P. Drude, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl., 1906, S. 282.

kleiner wie bei Gasen[1]). Aus der Rayleighschen Theorie folgt für die von einem Molekül gestreute Lichtintensität in einer Richtung, die mit dem elektrischen Vektor der einfallenden Welle den Winkel ϑ einschließt

$$I = \frac{2\pi^3 c}{r^2 \lambda^4} \alpha^2 \mathfrak{E}^2 \sin^2 \vartheta \,, \qquad (26)$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit, r die Entfernung, λ die Wellenlänge, α die Polarisierbarkeit des fraglichen Moleküls, das wir einfachheitshalber als kugelsymmetrisch annehmen, und $\mathfrak{E}$ die Amplitude des elektrischen Vektors der einfallenden Lichtwelle bedeuten. Analog folgt für ein nicht kugelsymmetrisches Molekül

$$I = \frac{2\pi^3 c}{r^2 \lambda^4} \mathfrak{E}^2 \left\{ \alpha_3^2 b_1^2 + \beta_3^2 b_2^2 + \gamma_3^2 b_3^2 - (\chi_1 \alpha_3 b_1 + \chi_2 \beta_3 b_2 + \chi_3 \gamma_3 b_3)^2 \right\}, \qquad (27)$$

wo b_1, b_2 und b_3 die Hauptpolarisierbarkeiten des Moleküls, α_3, β_3 und γ_3 die Richtungskosinus der Winkel, welche die raumfeste z-Achse (die wir als Richtung des elektrischen Vektors annahmen) mit den Achsen des Polarisationsellipsoides einschließt und χ_1, χ_2 und χ_3 die Richtungskosinus, welche die fragliche Richtung, in der wir die Lichtintensität beobachten, ebenfalls mit den Achsen des Polarisationsellipsoides einschließt, bedeuten.

Aus Gleichung (26) und (27) folgt die bekannte Proportionalität der gestreuten Lichtintensität zu λ^{-4}. Dagegen kann man jedoch anführen, daß I nach Gleichung (26) und (27) auch zu dem Quadrate der Polarisierbarkeit proportional ist und dieselbe ist von der folgenden Form

$$\alpha = \sum_{q'} \frac{2\,\nu(q'q)\,|P(qq')|^2}{h\left(\nu^2(q'q) - \nu_0^2\right)}\,, \qquad (28)$$

wo die $\nu(q'q)$ Eigenfrequenzen und die $P(qq')$ Übergangsmomente bedeuten. Analog sind auch b_1, b_2 und b_3 definiert. Die $\nu(q'q)$ können auch ultrarote Schwingungsfrequenzen bedeuten. Demzufolge erhalten wir die folgende Frequenzabhängigkeit von I:

$$I \text{ prop. } \nu^4 \left(\frac{1}{\nu^2 - \nu_0^2} \right)^2. \qquad (29)$$

Es wäre denkbar, daß der zweite Faktor in Gleichung (29), der in der Nähe eines ultraroten Absorptionsstreifens sehr groß werden kann, die Abnahme des ersten Faktors im Ultraroten überkompensieren und auf diese Weise das Hervortreten des Plotnikoweffektes im Ultraroten erklären könnte.

Demgegenüber muß jedoch vorgebracht werden, daß man erstens eine solche Zunahme der Lichtzerstreuung in der Nähe eines Absorptionsstreifens noch nie beobachtet hat und es außerdem auch sehr unwahrscheinlich ist, daß das möglich wäre, weil ja eben in der Nähe einer Resonanzstelle die Absorption und die Fluoreszenz auch sehr stark werden und darum die vermutete Zunahme der Streuung verdecken. Außerdem müßten, wenn das die Erklärung des Plotnikoweffektes wäre, auch Gase so einen Effekt aufweisen. Dem widerspricht aber vollständig, daß Ultrarotphotographien durch viele 10000 m starke Luftschichten sehr scharfe Bilder liefern und in der Luft die Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle zwar nur ramanaktive Schwingungen, die Wassermoleküle dagegen drei ultrarot-aktive Eigenschwingungen besitzen. Das starke Auftreten des Plotnikoweffektes bei langen Kettenmolekülen wäre nach der obigen Deutungsweise auch ganz unerklärlich, weil ja nach Gleichung (29) jedes Molekül, das ultrarot-aktive Schwingungen besitzt, den Effekt aufweisen müßte. Außerdem sind wir im nahen Ultrarot auch noch ziemlich weit von den Oszillationsfrequenzen entfernt. Der ziemlich scharfe Rand der Streuareole widerspricht auch vollständig dem, daß es sich um einen Rayleigheffekt handeln könnte, weil ja dabei die Lichtintensität nur entsprechend der Formel (z. B. J. Cabannes, l. c., S. 7)

$$I \text{ prop } 1 + \cos\beta, \qquad (30)$$

wo β den Ablenkungswinkel des gestreuten Lichtes bedeutet, abnehmen müßte[2]).

Zuletzt wollen wir noch einen Umstand erwähnen, der scheinbar doch noch eine Möglichkeit eröffnen könnte, den Plotnikoweffekt als einen Fall der Lichtzerstreuung zu deuten. In Gleichung (26) steht die von einem Molekül gestreute Lichtintensität. Bei Gasen erhalten wir

1) Vgl. z. B. J. Cabannes, La diffusion moleculaire de la lumière. Les presses universitaires de France, Paris 1929; Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd. 8/11: Artikel von H. A. Stuart und H. G. Trieschmann.

2) Während der Korrektur dieser Arbeit ist eine Veröffentlichung von Maximilian Plotnikow (Phot. Korr. **75**, 138, 1939) erschienen, in der die Kantenschärfe des durch trübe Medien aufgenommenen Bilder untersucht wird. Solange das fragliche Medium nur suspendierte Teilchen enthält, wird nach dieser Untersuchung der Kontrastunterschied der Bilder zwar besonders im kurzwelligen Gebiet geringer, die Kantenschärfe bleibt aber erhalten, wird jedoch eine Fadenkettenlösung hinzugefügt, so tritt eine Unschärfe der Ränder besonders stark im ultraroten Gebiet auf, ganz im Einklange mit der hier besprochenen Theorie.

daraus das von einem Volumenelement gestreute Licht, wenn wir Gleichung (26) mit der Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit N multiplizieren. Bei Flüssigkeiten liegen die Verhältnisse zwar nicht so einfach, da es sich aber in unserem Falle nur um qualitative Aussagen handelt, wollen wir diesen Unterschied vernachlässigen und erhalten

$$I \operatorname{prop} \nu^4 \alpha^2 N . \qquad (31)$$

Nehmen wir jetzt an, daß sich unsere Moleküle zu langen Ketten polymerisieren. α wird ungefähr proportional zur Gliederzahl zunehmen. Streng genommen müßte man die Hauptpolarisierbarkeiten des entstehenden Polymers aus denen der einzelnen Glieder nach der Silbersteinschen Theorie[1]) berechnen. Für unseren weiteren Gedankengang ist jedoch dieser Punkt unwesentlich. Im selben Maße jedoch als α zunimmt, nimmt N ab, da aber in Gleichung (31) das Quadrat von α steht, so müßte die gestreute Lichtintensität bei langen Kettenmolekülen viel größer als von derselben Substanzmenge im unpolymerisierten Zustande sein. Andererseits ist aber zu berücksichtigen, daß die Länge eines Fadenmoleküls schon von derselben Größenordnung wie die Wellenlänge des Lichtes sein kann. Die von den verschiedenen Gliedern der Kette gestreuten Lichtvektoren werden sich also teilweise aufheben. Liegt jedoch die Achse von so einem Kettenmolekül angenähert parallel zur Richtung des einfallenden Lichtes, so werden in solchen Richtungen, die mit der Richtung des einfallenden Lichtes kleine Winkel einschließen, die von den einzelnen Kettengliedern gestreuten Amplituden sich gegenseitig noch verstärken, weil der Gangunterschied derselben noch klein ist, in anderen Richtungen sich dagegen aufheben[2]). Bei Ketten dagegen, die angenähert senkrecht zur Richtung des einfallenden Lichtes orientiert sind, liegen die Verhältnisse teilweise anders, diese werden in einer Ebene, die senkrecht auf ihrer Achse steht und den einfallenden Strahl enthält, am stärksten streuen.

Wie wir sehen, liegt hier im Falle der Ketten, die angenähert parallel zum eingestrahlten Lichte orientiert sind, scheinbar eine Möglichkeit zur Deutung des Plotnikoweffektes vor, die nicht außer acht gelassen werden darf. Man könnte sogar das Auftreten des Effektes im Ultraroten damit zu erklären versuchen, daß dort wegen der größeren Wellenlänge die vorher erwähnte gegenseitige Verstärkung der gestreuten Amplituden in Richtungen, die mit der ursprünglichen Strahlrichtung kleine Winkel einschließen, auch ausgeprägter wird, oder, anders ausgedrückt, daß die Streuareole größer wird.

Gegen diese Deutungsmöglichkeiten muß jedoch eingewendet werden, daß erstens die vorher erwähnte Bevorzugung des infraroten Teiles des Spektrums unmöglich so stark sein kann, daß es die Proportionalität zu λ^{-4} überkompensieren könnte. Zweitens, daß man so eine Zunahme des gestreuten Lichtes bei Hochpolymeren im Ultraroten, die nach dem oben Gesagten auch senkrecht zur Strahlrichtung auftreten müßte, noch nie beobachtet hat, und es ist auch sehr wahrscheinlich, daß die Bündelung der Fadenmoleküle diesem Effekt in demselben Sinne entgegenwirkt, in dem auch das von Kristallgittern gestreute Licht durch Interferenz abgeschwächt wird.

Nach der Brillouinschen Theorie[1]) der Lichtstreuung in festen Körpern wäre die Bevorzugung des ultraroten Gebietes auch ganz unerklärlich, weil ja nach dieser Theorie schon im sichtbaren Gebiet wegen des Umstandes, daß die Wellenlänge des Lichtes etwa 1000mal größer als der Atomabstand ist, nur ein kleiner Bruchteil der elastischen Gitterschwingungen wirksam ist, derselbe müßte für ultrarote Strahlen noch viel kleiner sein.

Herrn Prof. J. Plotnikow in Zagreb möchte ich für sein förderndes Interesse und für anregende Diskussionen auch an dieser Stelle meinen besten Dank aussprechen.

Budapest, Philosophische Fakultät der Universität, November 1939.

(Eingegangen 10. November 1939)

1) L. Silberstein, Phil. Mag. (6) **33**, 92, 215 und 521, 1927.

2) Analog streuen auch größere kugelsymmetrische Teilchen vorwiegend nach vorne (Mie-Effekt). Vgl. G. Mie, Ann. d. Phys. **25**, 377, 1908; A. Szegvári, Zeitschr. f. Phys. **21**, 348, 1924; Cl. Schaefer und I. Merzkirch, Zeitschr. f. Phys. **13**, 166, 1923; R. Gans, Ann. d. Phys. **76**, 37, 1925.

1) L. Brillouin, Ann. de phys. **17**, 88, 1922.

Modellversuche in Strömungskanälen mit verschiedenen Medien

Von W. Bardili

1. Einleitung

Bei Strömungsmodellversuchen ist es aus versuchstechnischen Gründen oft zweckmäßig, möglichst viele Feld- bzw. Zustandsgrößen (Dichte, Zähigkeit, Kompressibilität, Schallgeschwindigkeit usw.) im Modell unverändert zu lassen. Man muß sich aber dann darüber klar sein, daß der Versuch im Modell dem Original nicht mehr entspricht, wenn mehr als drei[1]) willkürlich festgelegte Größen einen Einfluß auf den Ablauf des Versuchs haben. Sind schon einmal mehr als drei Größen — unabhängig voneinander — willkürlich gewählt, so muß man wenigstens dafür Sorge tragen, daß die überzähligen Feldgrößen einen möglichst geringen Einfluß auf den Ablauf des Versuchs haben, oder man sollte den Einfluß dieser Abweichungen abzuschätzen versuchen.

Es gibt nun Fälle, wo eine Verwendung des Originalmediums im Modell nicht mehr möglich ist; z. B. wenn dieselbe Reynoldssche und Machsche Zahl erreicht werden soll[2]). Auch kann man sich die Frage stellen, welches Strömungsmedium für einen bestimmten Modellversuch den niedrigsten Leistungsbedarf aufweist. Die Vorteile und Nachteile der verschiedensten Medien (Gase, Flüssigkeiten) in Strömungskanälen sollen nun im folgenden unter verschiedenen Gesichtspunkten erörtert werden. Beispielsweise wird in der Arbeit, mit Hilfe der Ähnlichkeitsmechanik, die Geschwindigkeit berechnet, die verschiedene Stoffe aufweisen, zwecks Erzielung der gleichen Reynoldsschen und Machschen Zahl.

Mit Hilfe eines Potenzansatzes von der Form des Blasiusschen Widerstandsgesetzes, das sich im Gegensatz zu dem genaueren Prandtl-Kármánschen Logarithmengesetz für die Rohrströmung, für eine Ähnlichkeitsbetrachtung recht gut eignet, ist es möglich, das Verhältnis der Verluste von Strömungskanälen mit verschiedenen Medien zu bestimmen, wenn gefordert wird, daß in allen Fällen, z. B. gleiche Reynoldssche oder gleiche Machsche Zahlen erreicht werden sollen. Im letzteren Falle ergab sich, daß es Stoffe gibt (z. B. Isobutan), die ein wenig geringere Reibungsverluste aufweisen als Luft.

Verlangt man, daß zwei Versuche („Original“ und „Modell“) einander physikalisch ähnlich sein sollen, so lassen sich, je nach der Anzahl der physikalischen Größen, die einen Einfluß auf den Ablauf des Versuchs haben, eine Anzahl dimensionsloser Größen bilden, die im Falle der Ähnlichkeit von Original- und Modellversuch bekanntlich gleich groß sein müssen.

Da sich die grundlegenden physikalischen Gesetze in Produktform schreiben lassen, so kann man die in den Versuchsablauf eingehenden Gesetze in der Form[1]) schreiben:

im Falle des Originals

$$P_1^p \cdot Q_1^q \cdot R_1^r \cdot \ldots \cdot Z_1^z = C_1 \qquad (1)$$

und im Falle des Modells

$$P_2^p \cdot Q_2^q \cdot R_2^r \cdot \ldots \cdot Z_2^z = C_2 . \qquad (2)$$

Bezeichnet man das Verhältnis der Maßzahlen der Modellgrößen zu den Maßzahlen der Originalgrößen, oder die „Umrechnungsfaktoren“ wie folgt:

$$\frac{P_2}{P_1} = P^* ; \quad \frac{Q_2}{Q_1} = Q^* ; \quad \ldots$$

$$\frac{Z_2}{Z_1} = Z^* \quad \text{und} \quad \frac{C_2}{C_1} = C^* ,$$

so gilt für diese Verhältnisse, oder wenn man so sagen will, für die dimensionslosen Variabeln P^*, Q^*, R^* usw. die Dimensionsgleichung

$$P^{*p} \cdot Q^{*q} \cdot R^{*r} \cdot \ldots \cdot Z^{*z} = C^* . \qquad (3)$$

Im Falle mechanischer Ähnlichkeit müssen, wie bekannt, die charakteristischen Zahlen $C = C_0$, oder $C^* = 1$ sein; also

$$C^* = P^{*p} \cdot Q^{*q} \cdot R^{*r} \cdot \ldots \cdot Z^{*z} = 1 . \qquad (4)$$

Zur Vereinfachung werden die folgenden Dimensionsgleichungen in der Art der Gleichung (4) geschrieben und nicht, wie dies sonst üblich ist, mit eckigen Klammern.

2. Gasdynamische Vorbemerkung

Es soll zunächst an einige bekannte Beziehungen der Gasdynamik erinnert werden, und die sich hieraus ergebenden Daten für die gasförmigen Medien gezeigt werden, die als typische Vertreter verschiedener Gaseigenschaften[2]) als Beispiel den folgenden Rechnungen zugrunde gelegt wurden.

1) Sind die Maßzahlen für drei willkürliche und unabhängige physikalische Größen, wie die Länge, Masse und die Zeit, oder beispielsweise Länge, Zähigkeit und Dichte beliebig vorgegeben, so sind ja damit auch die Maßzahlen aller übriger Größen bestimmt.

2) Bei vorgegebener, insbesondere gleicher Temperatur.

1) Die $P, Q, R \ldots$ stellen die physikalischen Größen dar; die $p, q, r \ldots$ sind reine Zahlen.

2) Dichte, Zähigkeit, Kompressibilität.

Es sei c die Schallgeschwindigkeit, u die Strömungsgeschwindigkeit, p der statische Druck, ϱ die Dichte und $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen in einem bestimmten Querschnitt eines Strömungskanals, dann gilt im adiabatischen Falle für die Schallgeschwindigkeit

$$c^2 = \frac{p \cdot \varkappa}{\varrho} . \tag{5}$$

Für eine Stelle des Kanals, wo die Strömungsgeschwindigkeit 0, oder wo der Staudruck klein gegen die statischen Druckunterschiede ist („Kesselzustand"), gilt entsprechend

$$c_0^2 = \frac{p_0 \varkappa}{\varrho_0} . \tag{5a}$$

Für ein ideales Gas, das adiabatische Zustandsänderungen erfährt, kann daraus der Druck eliminiert werden. Nach der Adiabatengleichung ist

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^{\varkappa} . \tag{6}$$

Aus Gleichung (5a) folgt damit

$$c^2 = \frac{p \cdot \varkappa}{\varrho} \cdot \frac{\varrho_0}{p_0 \varkappa} \cdot c_0^2 ,$$

oder

$$c^2 = \left(\frac{\varrho}{\varrho_0}\right)^{\varkappa - 1} \cdot c_0^2 \tag{7}$$

und

$$\frac{\varrho}{\varrho_0} = \left(\frac{c}{c_0}\right)^{\frac{2}{\varkappa - 1}} . \tag{8}$$

Bezeichnet man ferner mit i den Wärmeinhalt und mit T die absolute Temperatur, so gilt für adiabatische Zustandsänderungen des Strömungsmediums

$$\left.\begin{aligned} \frac{u^2}{2} + i &= \frac{u^2}{2} + c_p T = \frac{u^2}{2} + \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \cdot \frac{p}{\varrho} \\ &= \frac{u^2}{2} + \frac{c^2}{\varkappa - 1} = \text{Konst} . \end{aligned}\right| \tag{9}$$

Daraus folgt

$$\frac{u^2}{2} + \frac{c^2}{\varkappa - 1} = \frac{c_0^2}{\varkappa - 1} + 0 .$$

Bezeichnet man mit

$$\beta = \frac{u}{c} \tag{10}$$

die Machsche Zahl, so wird aus

$$c^2 = c_0^2 - \frac{\varkappa - 1}{2} u^2$$

$$c^2 = c_0^2 - \frac{\varkappa - 1}{2} \beta^2 \cdot c^2 ,$$

oder

$$c^2 = \alpha^2 \cdot c_0^2 , \tag{5b}$$

mit

$$\alpha^2 = \frac{2}{2 + (\varkappa - 1)\beta^2} .$$

(siehe Fig. 1).

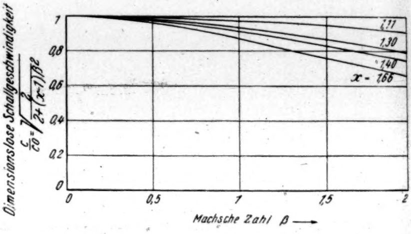


Fig. 1. Die örtliche Schallgeschwindigkeit an irgend einer Stelle eines Strömungskanals (bezogen auf die „Kesselschallgeschwindigkeit" c_0) in Abhängigkeit von der dortigen Machschen Zahl.
c_0 gilt wie bei den folgenden Figuren für 0° C und 760 mm Hg.

Ferner ist

$$u^2 = \beta^2 \cdot c^2 = \alpha^2 \cdot \beta^2 \cdot c_0^2 . \tag{11b}$$

Hieraus gewinnt man leicht mit $\beta = 1$ die bekannte Beziehung für die kritische Geschwindigkeit (bei der die Strömung die Schallgeschwindigkeit erreicht)

$$u'^2 = c'^2 = \frac{2}{1 + \varkappa} c_0^2 = \alpha'^2 \cdot c_0^2 . \tag{12}$$

Die auf die Kesselschallgeschwindigkeit c_0 bezogene kritische Geschwindigkeit ist also

$$\frac{c'}{c_0} = \alpha' = \sqrt{\frac{2}{1 + \varkappa}} . \tag{13}$$

α' ist in Fig. 2 für verschiedene Gase aufgetragen.

Ferner ist

$$c'^2 = \frac{p' \varkappa}{\varrho'} = \frac{2}{\varkappa + 1} \cdot \frac{\varkappa p_0}{\varrho_0} .$$

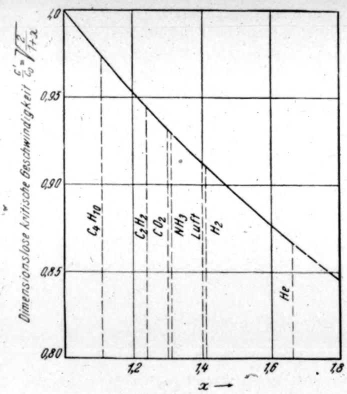


Fig. 2. Die dimensionslose kritische Geschwindigkeit des Kanals in Abhängigkeit von $\varkappa$ für verschiedene Gase.

Mit der Adiabatengleichung folgt nach der Elimination von $\frac{\varrho'}{\varrho_0}$ daraus das kritische Druckverhältnis

$$\frac{p'}{p_0} = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \tag{14}$$

(siehe Fig. 3).

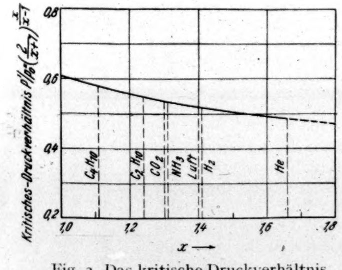


Fig. 3. Das kritische Druckverhältnis (lies C_2H_2 statt C_2H_{10}).

Der Vollständigkeit wegen ist in Fig. 4 auch noch die auf die „Kesselschallgeschwindigkeit" c_0 bezogene maximale Strömungsgeschwindigkeit (beim Eintritt ins Vakuum ist $c = 0$) u_{max} für die verschiedenen Gase dargestellt. Aus Gleichung (9) folgt

$$u^2 = \frac{2}{\varkappa - 1}\,(c_0^2 - c^2)\,,$$

und mit $c = 0$ wird

$$\frac{u_{max}}{c_0} = \sqrt{\frac{2}{\varkappa - 1}}\ ^{1)}. \tag{15}$$

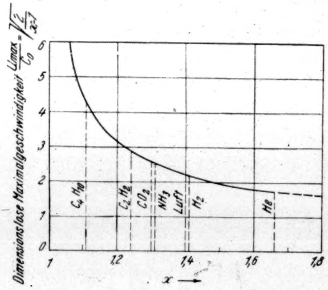


Fig. 4. Die Höchst-Strömungsgeschwindigkeit.

3. Gleiche Machsche Zahl

Es soll im folgenden das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeiten u^* und der Reynoldsschen Zahlen R^* für verschiedene Strömungsmedien und Zustände berechnet werden unter der Voraussetzung, daß in allen Fällen dieselbe Machsche Zahl β erreicht wird. Dies bedeutet also, daß

$$\beta^* = \frac{u^*}{c^*} = 1 \tag{16}$$

sein soll. Nun gilt für die Schallgeschwindigkeit

$$c^{*2} = \frac{1}{k^* \varrho^*} = \frac{p^* \varkappa^*}{\varrho^*}\,. \tag{5}$$

k ist die Kompressibilität.

Aus Gleichung (16) und (5) folgt

$$u^* = \frac{1}{k^{*\frac{1}{2}} \cdot \varrho^{*\frac{1}{2}}}\,\beta^* = \frac{p^{*\frac{1}{2}} \cdot \varkappa^{*\frac{1}{2}}}{\varrho^{*\frac{1}{2}}}\,\beta^*\,. \tag{11}$$

Eine Möglichkeit, u^* klein zu halten, besteht darin, $\frac{p^*}{\varrho^*}$ möglichst klein zu machen. Eine isotherme Expansion hat keinen Erfolg[2]), dagegen ist es durch eine adiabatische Expansion möglich, $\frac{p}{\varrho}$ zu erniedrigen. Dies könnte bei einem geschlossenen Kanal z. B. durch rasches Absaugen eines Teiles des Strömungsmediums erreicht

1) Gase mit kleinem $\varkappa$ sind demnach günstig zwecks Erzielung hoher Maximalgeschwindigkeiten.
2) $p/\varrho = \text{const}$; $p^*/\varrho^* = 1$.

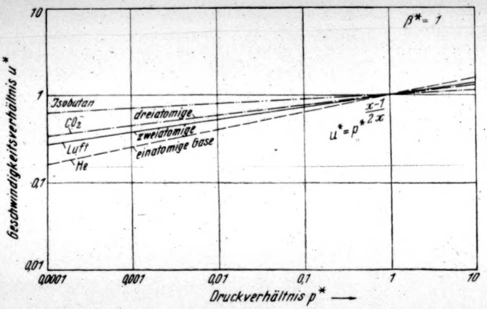


Fig. 5. Die Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit bei adiabatischer Druckerniedrigung trotz gleicher Machscher Zahl.

werden. Auch durch Temperaturerniedrigung in einer anderen Form, durch die auch die Zähigkeit μ beeinflußt werden kann, könnte versucht werden, die Strömungsgeschwindigkeit kleinzuhalten, aber da dies praktisch ziemlich schwierig ist, soll im folgenden von diesen Möglichkeiten kein Gebrauch gemacht werden.

Im Falle adiabatischer Druckerniedrigung ergibt sich nach der Elimination von ϱ^* aus Gleichung (11) mit $\beta^* = 1$ durch die Heranziehung der Adiabatengleichung (6) für dasselbe Gas ($\varkappa^* = 1$):

$$u^* = p^{*\frac{\varkappa - 1}{2\varkappa}}. \qquad (17)$$

Diese Beziehung ist für ein- und mehratomige Gase in Fig. 5 dargestellt. Man sieht, daß die zur Erreichung einer bestimmten Machschen Zahl notwendige Geschwindigkeit mit fallendem statischem Druck langsam abnimmt. Man sieht aber auch, daß man schon recht kleine Drücke braucht, um die Strömungsgeschwindigkeit merklich zu erniedrigen.

Mit Kenntnis der Dichte und der Kompressibilität des Strömungsmediums kann aus Gleichung (11) das Verhältnis u^* der Strömungsgeschwindigkeit zum Bezugsmedium (Luft) bestimmt werden. Für endliches β ist nun k und ϱ an verschiedenen Stellen des Strömungskanals verschieden. Es kann daher mit verschiedenen Medien[1]) nur „gebietsmäßige" mechanische Ähnlichkeit erreicht werden; z. B. im Staudruck der ungestörten Strömung in der Meßkammer. Für den Fall gleicher Temperatur und gleichen Drucks an der Stelle des Kanals, wo die gebietsmäßige mechanische Ähnlichkeit erreicht werden soll, könnte aus Gleichung (11) u^* für verschiedene Medien berechnet werden.

In diesem Falle wäre die Kesseltemperatur der Medien verschieden. Setzt man in erster Näherung für k und ϱ in Gleichung (11) die „Kesselwerte" ($u_0 = 0$) k_0 und ϱ_0 ein, so gilt Gleichung (11) genau nur für $\beta \to 0$. Aus Fig. 1 ersieht man aber, daß sich die Schallgeschwindigkeit $\frac{1}{\sqrt{k\varrho}}$ nur sehr wenig mit der Machschen Zahl ändert. Der Fehler, den man dadurch begeht, daß man $\varrho = \varrho_0$ setzt, ist bis zu Werten von $\beta = 1$ nicht sehr groß. Also

$$u^* \approx \frac{1}{k_0^{*\frac{1}{2}} \cdot \varrho_0^{*\frac{1}{2}}}. \qquad (12a)$$

Die mit dieser Näherungsformel ($\beta \to 0$) berechneten Werte verschiedener Gase und Flüssigkeiten sind in Fig. 6 links eingetragen (vgl. Tabelle I, S. 68). Bei den Gasen entspricht dem Zustand k_0, ϱ_0 0° C und 760 mm Hg.

Es sei bemerkt, daß zur Erreichung der Schallgeschwindigkeit bei Flüssigkeiten außerordentlich hohe Drucke nötig sind. Bei Äther sind es rund 3000 und bei Quecksilber rund 100000 Atmosphären, was praktisch allerdings kaum verwirklicht werden kann.

Die Gleichung (11b) erlaubt bei adiabatisch sich ändernden idealen Gasen zum Vergleich die genaue Rechnung für den Fall gleichen Kesseldrucks und gleicher Kesseltemperatur. Mit $\beta^* = 1$ und $\beta = 1$ folgt aus Gleichung (11b)

$$u^{*\prime} = \alpha^{*\prime} \cdot c_0^* = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{*\frac{1}{2}} \frac{1}{k_0^{*\frac{1}{2}} \cdot \varrho_0^{*\frac{1}{2}}}. \qquad (12b)$$

In Fig. 6 ist u^* nach Gleichung (12b) für die Gase auf der rechten Seite der Figur dargestellt. Wie man sieht, sind die Unterschiede, die die Gleichungen (12a) und (12b) liefern, recht gering.

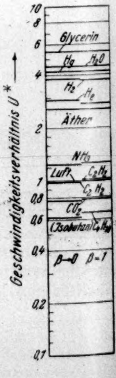


Fig. 6. Die auf Luft bezogene Geschwindigkeit verschiedener Gase und Flüssigkeiten bei gleicher Machscher Zahl ($\beta^* = 1$). Links für kleine Machsche Zahlen, rechts für $\beta = 1$.

1) Bei verschiedenem $\varkappa$.

Die Reynoldssche Zahl, in dimensionsloser Form geschrieben, ist

$$R^* = \frac{u^* \cdot l^* \cdot \varrho^*}{\mu^*} \,. \tag{18}$$

Durch Elimination von u^* aus Gleichung (11) und (18) folgt mit $\beta^* = 1$

$$R^* = \frac{\varrho^{*\frac{1}{2}}}{k^{*\frac{1}{2}} \cdot \mu^{*\frac{1}{2}}} \cdot l^* = \frac{p^{*\frac{1}{2}} \cdot \varkappa^{*\frac{1}{2}} \cdot \varrho^{*\frac{1}{2}}}{\mu^*} \cdot l^* \,. \tag{19}$$

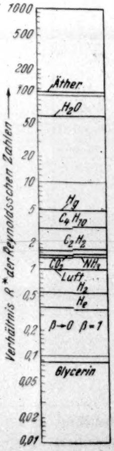
Die genauere Rechnung ergibt aus Gleichung (19) mit (6) und (11b)

$$R^* = \left\{ \alpha^{\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}} \right\}^* \frac{\varrho_0^{*\frac{1}{2}}}{k_0^{*\frac{1}{2}} \cdot \mu^{*\frac{1}{2}}} \cdot l^* \,.$$

Für $\beta = 1$ erhält man

$$R^* = \left\{ \left(\frac{2}{\varkappa + 1} \right)^{\frac{\varkappa+1}{2(\varkappa-1)}} \right\}^* \cdot \frac{\varrho_0^{*\frac{1}{2}}}{k_0^{*\frac{1}{2}} \cdot \mu^{*\frac{1}{2}}} \cdot l^* \,. \tag{19b}$$

Die Zahlenwerte der Gleichung (19) für $\beta \to 0$, also das Verhältnis der Reynoldsschen Zahlen, die man mit verschiedenen Medien unter Beibehaltung derselben Machschen Zahl erreicht, kann man — auf Luft bezogen — der Tabelle I entnehmen. Zu dem Vergleich ist $l^* = 1$ gesetzt (gleiche Kanalgröße). Fig. 7 zeigt die Verhältnisse im Schaubild, und zwar links für $\beta \to 0$, Gleichung (19), und rechts nach Gleichung (19b) für $\beta = 1$.



(Die Hg-Linie versetze in die Höhe $R^* = 480$.)

Fig. 7. Die Reynoldssche Zahl verschiedener Medien im gleichen Kanal ($l^* = 1$) für dieselbe Machsche Zahl ($\beta^* = 1$).

4. Gleiche Reynoldssche Zahl

Verlangt man, daß unter Verwendung verschiedener Strömungsmedien stets die gleiche Reynoldssche Zahl R erreicht wird, so ist

$$R^* = \frac{u^* l^* \varrho^*}{\mu^*} = 1 \,, \tag{20}$$

also

$$u^* = \frac{\mu^*}{\varrho^*} \cdot \frac{1}{l^*} \,. \tag{21}$$

Für $l^* = 1$ ist die Strömungsgeschwindigkeit verschiedener Medien nach Gleichung (21) in der Fig. 8 aufgetragen (vgl. auch Tabelle I).

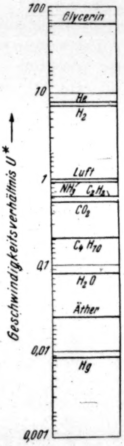


Fig. 8.

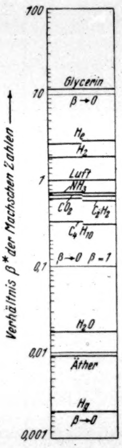


Fig. 9.

Fig. 8. Die Strömungsgeschwindigkeit für $R^* = 1$ und $l^* = 1$.

Fig. 9. Die Machsche Zahl für $R^* = 1$ und $l^* = 1$.

Für die Machsche Zahl β ergibt sich aus Gleichung (11) und (21), wenn man die Strömungsgeschwindigkeit u eliminiert,

$$\beta^{*2} = \frac{u^{*2}}{c^{*2}} = u^{*2} \cdot \frac{\varrho^*}{p^* \cdot \varkappa^*}$$

mit

$$u^{*2} = \frac{\mu^{*2}}{\varrho^{*2}} \cdot \frac{1}{l^{*2}} \,.$$

Daraus folgt für den Fall $\beta \to 0$

$$\beta^* = \frac{\mu^*}{\varrho_0^{*\frac{1}{2}}} \cdot k_0^{*\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{l^*} = \frac{\mu^*}{\varrho_0^{*\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{p_0^{*\frac{1}{2}} \varkappa_0^{*\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{l^*} \,. \tag{22a}$$

Tabelle I

Stoff	ϱ^*	μ^*	$\varkappa^*$	k^*	$u^* = \frac{1}{\varrho^{*\frac{1}{2}} \cdot k^{*\frac{1}{2}}}$	$R^* = \frac{\varrho^{*\frac{1}{2}}}{k^{*\frac{1}{2}} \cdot \mu^*} \cdot l^*$	$u^* = \frac{\mu^*}{\varrho^*} \cdot \frac{1}{l^*}$	$\beta^* = \frac{\mu^*}{\varrho^{*\frac{1}{2}}} k^{*\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{l^*}$	$R^* = \frac{l^* \varrho^*}{\mu^*}$	$\beta^* = \varrho^{*\frac{1}{2}} \cdot k^{*\frac{1}{2}}$
					$\beta^* = 1$	$\beta^* = 1$	$R^* = 1$	$R^* = 1$	$u^* = 1$	$u^* = 1$
						$l^* = 1$	$l^* = 1$	$l^* = 1$	$l^* = 1$	
Luft	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
C_4H_{10} . . .	2,06	0,43	0,793	1,260	0,62	2,99	0,21	0,33	4,78	1,61
CO_2	1,530	0,81	0,928	1,076	0,78	1,47	0,53	0,68	1,88	1,28
C_2H_2	0,905	0,55	0,885	1,130	0,99	1,64	0,60	0,61	1,65	1,01
NH_3	0,596	0,54	0,937	1,057	1,25	1,39	0,91	0,72	1,10	0,80
H_2	0,069	0,49	1,007	0,993	3,79	0,54	7,02	1,84	0,142	0,263
He	0,138	1,10	1,185	0,844	2,93	0,37	7,96	2,71	0,126	0,342
Äther . . .	555	13,8	$0,39 \cdot 10^4$	$2,57 \cdot 10^{-4}$	2,62	108	0,025	0,0093	40,0	0,38
H_2O	773	61	$1,59 \cdot 10^4$	$0,63 \cdot 10^{-4}$	4,54	57	0,079	0,0174	12,7	0,22
Glycerin.	975	62000	$3,01 \cdot 10^4$	$0,34 \cdot 10^{-4}$	5,54	0,087	64	11,5	0,016	0,18
Hg	10480	92	$18,8 \cdot 10^4$	$0,053 \cdot 10^{-4}$	4,25	480	0,0088	0,0021	114	0,24

Alle Werte sind auf Luft bezogen. Die Tabelle gilt für 760 mm Hg und 0° C.

Für $\beta = 1$ erhält man

$$\beta^* = \left\{ \left(\frac{2}{1 + \varkappa} \right)^{-\frac{\varkappa+1}{2(\varkappa-1)}} \right\}^* \cdot \frac{\mu^* \cdot k_0^{*\frac{1}{2}}}{\varrho_0^{*\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{l^*} \cdot \qquad (22\text{b})$$

Nach Gleichung (22a) und (22b) ist für verschiedene Medien die Machsche Zahl – bei gleicher Reynoldsscher Zahl – in Fig. 9 dargestellt (siehe auch Tabelle I).

5. Gleiche Geschwindigkeit

Fragt man nach denjenigen Reynoldsschen Zahlen, die man mit verschiedenen Medien erzielt, bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit u, so muß man in Gleichung (18) $u^* = 1$ setzen. Also

$$R^* = \frac{l^* \cdot \varrho^*}{\mu^*} \,. \qquad (23)$$

Diese Beziehung ist in Fig. 10 für verschiedene Medien aufgezeichnet (vgl. Tabelle I).

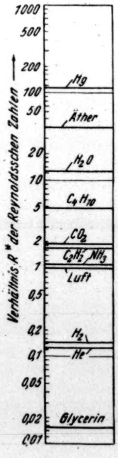


Fig. 10

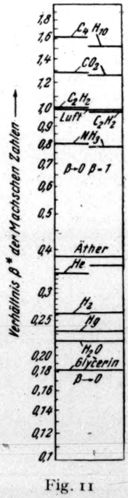


Fig. 11

Fig. 10. Die Reynoldssche Zahl im gleichen Kanal ($l^* = 1$) bei derselben Strömungsgeschwindigkeit ($u^* = 1$).

Fig. 11. Die Machsche Zahl bei der gleichen Geschwindigkeit ($u^* = 1$).

Für das Verhältnis β^* der Machschen Zahlen verschiedener Medien bei der gleichen Strö-

mungsgeschwindigkeit ($u^* = 1$) ergibt sich aus Gleichung (11) für $\beta \to 0$

$$\beta^* = \varrho_0^{*\frac{1}{2}} \cdot k_0^{*\frac{1}{2}} = \frac{\varrho_0^{*\frac{1}{2}}}{p_0^{*\frac{1}{2}} \varkappa_0^{*\frac{1}{2}}} \tag{24a}$$

und für $\beta = 1$

$$\beta^* = \left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{*+\frac{1}{2}} \cdot \varrho_0^{*\frac{1}{2}} \cdot k_0^{*\frac{1}{2}}. \tag{24b}$$

Gleichung (24a) und (24b) ist in Fig. 11 aufgetragen (vgl. auch Tabelle 1).

6. Strömungsverluste

Die gesamte Verlustleistung N_g eines Strömungskanals ist aus einer Anzahl verschiedenartiger Einzelverluste zusammengesetzt. Ein Teil davon (die Reibungsverluste N_R) ist abhängig von der Reynoldsschen Zahl, der andere nicht, der sich z. B. zusammensetzt aus den Ausströmverlusten an kinetischer Energie (bei einem Eiffelkanal), aus Krümmer- und anderen Ablöseverlusten. Alle diese von der Reynoldsschen Zahl unabhängigen Verluste seien in dem Verlustanteil N_A zusammengefaßt. Es möge noch darauf hingewiesen werden, daß der im Falle großer Geschwindigkeiten auftretende Carnotsche Stoßverlust[1]), der unter der Annahme sehr kleiner Erweiterungsverhältnisse des Strömungskanals vernachlässigt werden kann, ebenso wie etwaige Verluste an Modellen im Kanal, nicht besonders berücksichtigt werden.

Wir wollen also im folgenden den Gesamtverlust N_g einer Strömungsanlage als Summe seiner beiden von der Reynoldsschen Zahl ab- und nichtabhängigen Teile N_R und N_A darstellen:

$$N_g = N_R + N_A. \tag{25}$$

Mit dem Index 1 bzw. 2 mögen nun zwei Strömungskanäle bezeichnet werden. Bei ersterem sei der Leistungsverlust N_A ein Bruchteil ε vom Reibungswert N_R; also

$$N_{A_1} = \varepsilon N_{R_1}. \tag{26}$$

Der Gesamtverlust wird damit

$$N_{g_1} = N_{A_1} + N_{R_1} = N_{R_1} + \varepsilon N_{R_1} = (\varepsilon + 1) N_{R_1}. \tag{27}$$

1) Durch solche, von weiteren physikalischen Konstanten — in diesem Falle dem Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen — abhängige Verluste, können sich die im folgenden berechneten relativen Verluste der Gase gegeneinander verschieben. Vgl. dazu Handbuch der Experimental-Physik IV, 1. Teil, S. 406, 1931.

Beim zweiten Kanal ist $N_{g_2} = N_{A_2} + N_{R_2}$. Damit wird

$$\frac{N_{g_2}}{N_{g_1}} = \frac{N_{A_2} + N_{R_2}}{(\varepsilon + 1) N_{R_1}} = \frac{1}{\varepsilon + 1} \cdot \left(\frac{N_{A_2}}{N_{R_1}} + \frac{N_{R_2}}{N_{R_1}}\right)$$

$$= \frac{1}{\varepsilon + 1}\left(\frac{N_{A_2}}{N_{R_1}} + N_{R_2}^*\right),$$

oder

$$N_{g_2}^* = \frac{1}{1 + \varepsilon}\left(\frac{N_{A_2}}{N_{A_1}} \cdot \frac{N_{A_1}}{N_{R_1}} + N_{R_2}^*\right)$$

und

$$N_{g_2}^* = \frac{\varepsilon N_{A_2}^* + N_{R_2}^*}{1 + \varepsilon}. \tag{28}$$

Wie früher ist das Verhältnis entsprechender Verlustleistungen der beiden Strömungskanäle mit einem Stern bezeichnet.

Bestimmt man nun für verschiedene Medien die auf Luft bezogenen Reibungsverluste N_R^* und die übrigen Verluste N_A^*, so läßt sich nach Gleichung (28) der auf Luft bezogene relative Gesamtverlust N_g^* bestimmen, wenn man ε vorgibt, das einer bestimmten Strömungskanalanordnung (mit Luft) entspricht. Bei einem Windkanal Eiffelscher Bauart mit geschlossener Meßstrecke und nicht zu schlechtem Diffusor ist, um einen Begriff von der Größenanordnung von ε zu geben, ε etwa $= 1/5$. So läßt sich also, wie unten noch eingehender gezeigt werden wird, für geometrisch ähnliche Strömungskanäle das Verhältnis der Verlustleistungen N_g^* bei der Füllung mit verschiedenen Medien berechnen. Bei Flüssigkeiten kommt noch eine Besonderheit dazu: die im folgenden berechneten Verlustleistungen stellen in diesem Falle, infolge der hier auftretenden Kavitation, eine untere Grenze dar. Bei genügend schlanken Strömungskanälen, wo der Druckanstieg sehr langsam erfolgt, ist dieser Einfluß zu vernachlässigen.

Der Gesamtdruckverlust g in einem Rohr (schwach veränderlichen Querschnitts) läßt sich im Anschluß an Blasius[1]) in der Form schreiben:

$$g = \text{Konstant} \cdot \frac{\varrho u^2}{\sqrt[m]{R}}, \tag{29}$$

oder in dimensionsloser Form

$$g^* = \frac{\varrho^* u^{*2}}{\sqrt[m]{R^*}}, \tag{30}$$

falls m eine reine, feste Zahl, also unabhängig von der Reynoldsschen Zahl ist. Die letztere Be-

1) H. Blasius, Forschungsarbeiten VDI 131, 1913, oder Handbuch der Experimental-Physik IV, Teil 4, S. 74ff., 1932.

Tabelle II

Stoff	$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \varrho^*$	$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\varrho^{*\frac{1}{2}} \cdot \mu^{*\frac{1}{2}}}{l^{*\frac{1}{2}}}$	$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\varrho^{*0,8} \cdot \mu^{*0,2}}{l^{*0,2}}$	$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*3}}{\varrho^{*2}} \cdot \frac{1}{l^{*3}}$	$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \frac{1}{k^{*\frac{3}{2}} \cdot \varrho^*}$ [illegible]
	$u^* = 1$	$u^* = 1$	$u^* = 1$	$R^* = 1$	$\beta^* = 1$
		$l^* = 1$	$l^* = 1$	$l^* = 1$	
		$m = 2$	$m = 5$	$m = 2$ und 5	
Luft	1	1	1	1	1
C_4H_{10}	2,06	0,94	1,51	0,019	0,49
CO_2	1,530	1,12	1,34	0,23	0,72
C_2H_2	0,905	0,70	0,82	0,20	0,88
NH_3	0,596	0,57	0,58	0,44	1,17
H_2	0,0695	0,19	0,10	24,0	3,82
He	0,138	0,39	0,21	69	3,47
Äther	555	89	267	0,0086	10300
H_2O	773	217	463	0,38	71700
Glyzerin	975	7780	2300	$2,53 \cdot 10^8$	167000
Hg	10480	980	4100	0,0072	790000

Alle Werte sind auf Luft bez[illegible]

dingung ist, abgesehen von dem Gebiet der kritischen Reynoldsschen Zahl und sehr hoher Reynoldsscher Zahlen sowie beim Vergleich laminarer mit turbulenten Strömungen, normalerweise in großen Bereichen von R gut erfüllt, so daß im folgenden m als konstante Zahl betrachtet werden soll.

Für Verluste, die unabhängig von der Reynoldsschen Zahl sind, wird der Nenner in Gleichung (30) = 1 und damit die von der Reynoldsschen Zahl unabhängige Verlustleistung

$$N_A^* = g^* \cdot u^* \cdot l^{*2} = \varrho^* u^{*3} l^{*2} . \tag{31}$$

Bezieht man diese Verlustleistung auf den verwertbaren Meßkammerquerschnitt, so ist die auf die Flächeneinheit bezogene Verlustleistung

$$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \varrho^* u^{*3} . \tag{32}$$

Zurück zu den von der Reynoldsschen Zahl abhängigen Reibungsverlusten. Für den Newtonschen Schubspannungsansatz

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \tag{33}$$

mit der Zähigkeit μ und der Queränderung der Geschwindigkeit du/dy wird, wie sich leicht zeigen läßt, m in Gleichung (30) = 1. Für laminare Grenzschichten ist $m = 2$ und für turbulente = 5. Im Falle der ausgebildeten laminaren Rohrströmung wird $m = 1$ (Newtonscher Schubspannungsansatz mit Parabelprofil) und bei ausgebildeter turbulenter Rohrströmung ist $m = 4$ für nicht allzu große Reynoldssche Zahlen („Siebtel-Potenz-Profil").

Im Falle der üblichen Strömungskanäle hat man in einem großen Teil des Kanals keinen ausgebildeten Strömungszustand, sondern eine nicht sehr breite Grenzschicht an der Kanalwand; erst im hinteren Teil des Diffusors bzw. bei Kanälen mit umlaufendem Medium in der „Rückführung" findet sich der stationäre Zustand. Bei den üblichen Kanalgeschwindigkeiten trifft man hier den Zustand der ausgebildeten Turbulenz an.

Im folgenden sollen nun die Wandverlustleistungen N_R mit $m = 2$ (laminare Grenzschicht, also sehr kleine Strömungsgeschwindigkeiten), sowie mit $m = 5$ für die üblichen Strömungsgeschwindigkeiten berechnet werden (turbulente Grenzschicht). Der wahre Wert für m dürfte im laminaren Falle zwischen 1 und 2 und bei Turbulenz zwischen 4 und 5 liegen. Aber gerade im letzteren, wichtigeren Falle spielt es keine sehr große Rolle, ob $m = 4$ oder 5 gewählt wird.

Mit dem Ansatz (32) ergibt sich für die Reibungsverlustleistung

$$N_R^* = \frac{\varrho^* \cdot u^{*3} \cdot l^{*2}}{R^{*\frac{1}{m}}} \tag{34}$$

und für die Verlustleistung pro Flächeneinheit des nutzbaren Meßkammerquerschnitts

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\varrho^* u^{*3}}{R^{*\frac{1}{m}}} . \tag{35}$$

Mit Berücksichtigung der Definitionsgleichung von R Gleichung (18) ergibt sich

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*\frac{1}{m}} \cdot \varrho^{*\frac{m-1}{m}} \cdot u^{*\frac{3m-1}{m}}}{l^{*\frac{1}{m}}} . \tag{36}$$

Tabelle II

$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*0,2}}{\varrho^{*1,2} \cdot k^{*1,5} \cdot l^{*0,2}}$	$u^* = \frac{\mu^{*-0,2} \cdot \varrho^{*-0,2}}{l^{*0,6}}$	$u^* = \frac{\mu^{*-0,0714} \cdot \varrho^{*-0,286}}{l^{*-0,643}}$	$u^* = \frac{1}{\varrho^{*\frac{1}{3}}} \cdot \frac{1}{l^{*\frac{2}{3}}}$	$l^* = \frac{\mu^*}{\varrho^{*\frac{1}{2}}} \cdot k^{*\frac{1}{2}}$
$\beta^* = 1$	$N_A^* = 1$	$N_A^* = 1$	$N^* = 1$	$R^* = 1$
$l^* = 1$	$l^* = 1$	$l^* = 1$	$l^* = 1$	$\beta^* = 1$
$m = 5$	$m = 2$	$m = 5$		
1	1	1	1	1
0,25	1,02	0,86	0,78	0,34
0,51	0,95	0,90	0,87	0,66
0,82	1,15	1,07	1,03	0,61
1,48	1,26	1,21	1,19	0,72
21,5	1,98	2,26	2,44	1,85
14,1	1,46	1,75	1,94	2,72
210	0,169	0,136	0,122	0,0094
1560	0,116	0,111	0,109	0,0174
12300	0,028	0,064	0,101	11,5
3040	0,064	0,052	0,046	0,0021

Tabelle gilt für 760 mm Hg und 0° C.

Für $m = 2$ folgt

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*\frac{1}{2}} \cdot \varrho^{*\frac{1}{2}} \cdot u^{*\frac{3}{2}}}{l^{*\frac{1}{2}}} \qquad (37)$$

und für $m = 5$:

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*0,2} \cdot \varrho^{*0,8} \cdot u^{*2,8}}{l^{*0,2}} \qquad (38)$$

7. Verlustleistung bei gleicher Geschwindigkeit

Soll für geometrisch ähnliche Strömungskanäle dieselbe Strömungsgeschwindigkeit erzielt werden ($u^* = 1$), so folgt aus Gleichung (32) für die Flächenverlustleistung

$$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \varrho^* \qquad (39)$$

(siehe Tabelle II und Fig. 12). Man sieht, daß die Flüssigkeiten bei derselben Geschwindigkeit in diesem Falle einen beträchtlich höheren Leistungsbedarf aufweisen als die Gase.

Für laminare Grenzschicht ($m = 2$) folgt aus Gleichung (37) für $u^* = 1$

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\varrho^{*\frac{1}{2}} \cdot \mu^{*\frac{1}{2}}}{l^{*\frac{1}{2}}} \qquad (40)$$

und für turbulente Grenzschicht ($m = 5$) aus Gleichung (38):

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\varrho^{*0,8} \cdot \mu^{*0,2}}{l^{*0,2}} \qquad (41)$$

Der Gesamtverlust — im Falle gemischter Verluste — läßt sich aus Gleichung (40) und (41) mit Hilfe von Gleichung (28) als Funktion des Verlustverhältnisses ε bei Luftfüllung berechnen. Diese Funktion ist für verschiedene Medien oben in Fig. 12 aufgetragen. ε ist aber auch ein Maß für den auf den Gesamtverlust N_{g_0} (mit Luftfüllung) bezogenen Reibungs- (N_{R_0}) und Ablöseverlust (N_{A_0}). Aus Gleichung (27) folgt

$$\frac{N_{R_0}}{N_{g_0}} = \frac{1}{1 + \varepsilon} \qquad (42a)$$

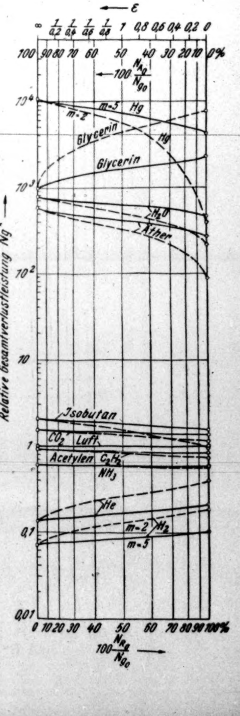


Fig. 12. Die Gesamtverlustleistung N_g verschiedener Medien, bezogen auf Luft (N_{g_0}), im gleichen Kanal ($l^* = 1$), bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit ($u^* = 1$), in Abhängigkeit vom Verhältnis ε der Verlustanteile N_{A_0} und N_{R_0} bei Luftfüllung. Ausgezogen für turbulente, gestrichelt für laminare Grenzschicht. (Die laminare Hg-Kurve muß rechts bei $N_g^* = 980$ enden).

und mit Gleichung (26) wird

$$\frac{N_{A_0}}{N_{g_0}} = \frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}. \tag{42b}$$

Das Koordinatennetz für diese beiden Verlustverhältnisse ist in die Fig. 12 und die folgenden eingetragen.

Am linken Rand der Fig. 12 sieht man die reinen „Ablöseverluste" N_A^*, bezogen auf Luft unter Normalbedingungen, rechts die reinen Reibungsverluste, entsprechend Gleichung (39) und (40). Die Verlustkurven sind für turbulente Grenzschicht ($m = 5$) voll und für laminare Grenzschicht ($m = 2$) gestrichelt eingezeichnet (vgl. auch Tabelle II). Aus Fig. 12 erkennt man, daß der Leistungsbedarf der Flüssigkeiten, mit Ausnahme sehr zäher Stoffe (Glyzerin), ein wenig günstiger wird (bezogen auf Luft), wenn die Reibungsverluste überwiegen. Bei Wasserstoff sind reine „Ablöseverluste" N_A^* besser als reine Reibungsverluste im Vergleich zur Luft.

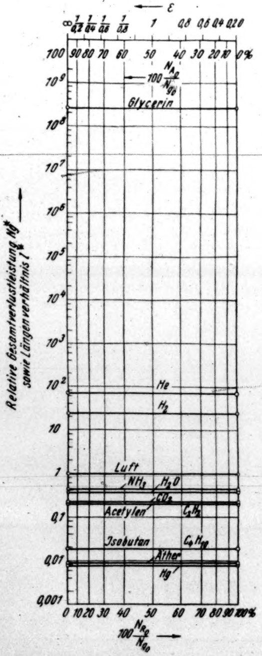


Fig. 13. N_g^* für $R^* = 1 l^* = 1$, sowie l^* für $N_g^* = 1$ und $R^* = 1$.

8. Verlustleistung bei gleicher Reynoldsscher Zahl

In diesem Falle ergibt sich mit Gleichung (18) und (32)

$$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*3}}{\varrho^{*2}} \cdot \frac{1}{l^{*3}} \tag{43}$$

und für den laminaren sowie den turbulenten Wandreibungsverlust aus Gleichung (18) und (40) bzw. (41) dasselbe Ergebnis wie Gleichung (43) (siehe Fig. 13 und Tabelle II). Der Leistungsbedarf von Äther, Quecksilber und Isobutan ist in diesem Falle am günstigsten. Glyzerin, Wasserstoff und Helium schneiden schlechter ab als Luft.

9. Verlustleistung bei gleicher Machscher Zahl

Aus Gleichung (11) und (30) ergibt sich in diesem Falle

$$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \frac{1}{k^{*\frac{3}{2}} \cdot \varrho^{*\frac{1}{2}}} = \frac{(p^* \varkappa^*)^{\frac{3}{2}}}{\varrho^{*\frac{1}{2}}}. \tag{44}$$

Die Reibungsverlustleistung wird allgemein nach Gleichung (11) und (36)

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*\frac{1}{m}}}{\varrho^{*\frac{m+1}{2m}}} \cdot \frac{1}{k^{*\frac{3m-1}{2m}} \cdot l^{*\frac{1}{m}}}. \tag{45}$$

Für $m = 5$ folgt

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*0,2}}{\varrho^{*0,6} \cdot k^{*1,4} \cdot l^{*0,2}}. \tag{46}$$

Zur Berechnung der Abhängigkeit von der Machschen Zahl wollen wir annehmen, daß $\varrho_A = \varrho_0$ und $c_A = c_0$ ist. Unter dieser Voraussetzung folgt aus Gleichung (44) und (46) mit (8) und (11b) nach einigen Umformungen

$$\frac{N_A^*}{l^{*2}} = \frac{1}{k_0^{*\frac{3}{2}} \cdot \varrho_0^{*\frac{1}{2}}} \left\{ \left(\frac{2}{\varkappa + 1} \right)^{\frac{3\varkappa - 1}{2(\varkappa - 1)}} \right\}^* \tag{44b}$$

und.

$$\frac{N_R^*}{l^{*2}} = \frac{\mu^{*0,2}}{\varrho^{*0,6} \cdot k_0^{*1,4}} \cdot \frac{1}{l^{*0,2}} \left\{ \left(\frac{2}{\varkappa + 1} \right)^{\frac{2,8\varkappa - 1,2}{2(\varkappa - 1)}} \right\}^*. \tag{46b}$$

Bei der Ableitung der letzten Gleichung wurde vorausgesetzt, daß in dem ganzen Bereich der Wandreibungsverluste $\beta = 1$ ist.

In Fig. 14 ist die Gesamtverlustleistung N_g^* bezogen auf Luft für $\beta^* = 1$ und $\beta \to 0$ nebst den Extremwerten der Gleichungen (44a) und (46a) aufgetragen (vgl. auch Tabelle II). Isobutan ist am günstigsten, was den Leistungsbedarf anbetrifft. Bei den Flüssigkeiten sind die Verluste bedeutend größer als bei den Gasen. Wasserstoff und Helium sind ungünstig.

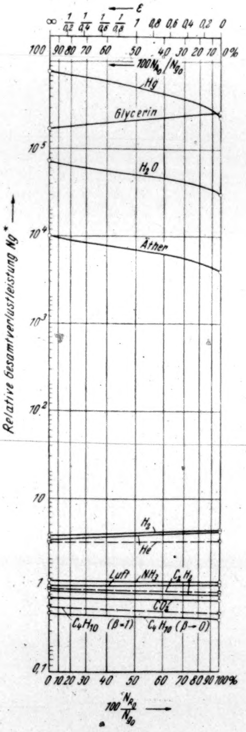


Fig. 14. N_g^* für $\beta^* = 1$ und $l^* = 1$.

Gestrichelt wurden ferner in der Figur die nach Gleichung (44b) und (46b) berechneten Gesamtverlustleistungen für den Fall $\beta = 1$ für diejenigen drei Gase eingezeichnet, die die größten Abweichungen vom Falle $\beta \to 0$ aufweisen. Man sieht, daß die Unterschiede vernachlässigbar klein sind. Infolgedessen wurde im folgenden darauf verzichtet, neben der Rechnung mit $\beta \to 0$ auch noch den Fall $\beta = 1$ durchzurechnen.

10. u, R und β bei gleicher Verlustleistung

a) Für den Fall **gleicher Ablöseverluste** ist

$$N_A^* = 1 . \tag{47}$$

Aus Gleichung (32) und (47) folgt für die Strömungsgeschwindigkeit

$$u^* = \frac{1}{\varrho^{*\frac{1}{3}} \cdot l^{*\frac{2}{3}}} . \tag{48}$$

Aus Gleichung (18) und (48) ergibt sich für die Reynoldssche Zahl

$$R^* = \frac{\varrho^{*\frac{2}{3}}}{\mu^*} \cdot l^{*\frac{1}{3}} \tag{49}$$

und für die Machsche Zahl erhält man mit Gleichung (11)

$$\beta^* = \frac{\varrho^{*\frac{1}{6}}}{p^{*\frac{1}{2}} \cdot \varkappa^{*\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{l^{*\frac{2}{3}}} = k^{*\frac{1}{2}} \varrho^{*\frac{1}{6}} \cdot \frac{1}{l^{*\frac{2}{3}}} . \tag{50}$$

b) Im Falle **gleicher Reibungsverluste** ist

$$N_R^* = 1 . \tag{51}$$

Aus Gleichung (36) und (51) folgt nun

$$u^* = \frac{1}{\mu^{*\frac{1}{3m-1}} \varrho^{*\frac{m-1}{3m-1}} \cdot l^{*\frac{2m-1}{3m-1}}} . \tag{52}$$

$m = 2$ ergibt

$$u^* = \mu^{*-0,2} \varrho^{*-0,2} l^{*-0,6} \tag{53}$$

und für $m = 5$ folgt

$$u^* = \mu^{*-0,0714} \cdot \varrho^{*-0,286} \cdot l^{*-0,643} . \tag{54}$$

Man kann ferner für $N_R^* = 1$ R^* und β^* berechnen. Dabei ergibt sich

$$R^* = \mu^{*-\frac{3m}{3m-1}} \varrho^{*\frac{2m}{3m-1}} \cdot l^{*\frac{m}{3m-1}} \tag{55}$$

und

$$\beta^* = \frac{\varrho^{*\frac{m+1}{2(3m-1)}}}{\mu^{*\frac{1}{3m-1}}} \cdot \frac{1}{p^{*\frac{1}{2}} \varkappa^{*\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{l^{*\frac{2m-1}{3m-1}}} . \tag{56}$$

Jedoch ist es zweckmäßiger, R^* und β^* aus ihrer Definitionsgleichung mit Hilfe der aus Gleichung (53) bzw. (54) bestimmten Strömungsgeschwindigkeit zu berechnen.

Sollen die gemischten Verluste N_g für verschiedene Medien im Falle geometrisch ähnlicher Strömungskanäle gleich groß sein, so läßt sich die Strömungsgeschwindigkeit u für diese verschiedenen Stoffe bestimmen. Es ist nach Gleichung (28)

$$N_g^* = \frac{N_R^* + \varepsilon N_A^*}{1 + \varepsilon} = 1 . \tag{57}$$

Setzt man N_A^* und N_R^* aus Gleichung (32) und (36) in Gleichung (57) ein, so folgt mit $l^* = 1$ nach einigen Umformungen für $m = 2$

$$\frac{1+\varepsilon}{u^{*3}} - \varepsilon\varrho^* - \frac{\mu^{*\frac{1}{2}} \cdot \varrho^{*\frac{1}{2}}}{u^{*\frac{1}{2}}} = 0 \qquad (58)$$

und für $m = 5$:

$$\frac{1+\varepsilon}{u^{*3}} - \varepsilon\varrho^* - \frac{\mu^{*0,2} \cdot \varrho^{*0,8}}{u^{*0,2}} = 0\,. \qquad (59)$$

Da diese Gleichungen besser geeignet sind zur Berechnung von ε aus u^* als umgekehrt, so sollen sie nach ε aufgelöst werden. Es wird also

$$\varepsilon = \frac{u^{*-3} - \mu^{*-\frac{1}{2}}\varrho^{*\frac{1}{2}}u^{*-\frac{1}{2}}}{\varrho^* - u^{*-3}} \quad (\text{für } m = 2) \qquad (60)$$

und

$$\varepsilon = \frac{u^{*-3} - \mu^{*-0,2}\varrho^{*0,8}u^{*-0,2}}{\varrho^* - u^{*-3}} \quad (\text{für } m = 5). \qquad (61)$$

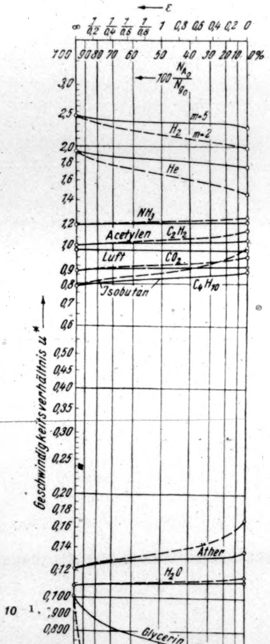


Fig. 15. Die Geschwindigkeiten verschiedener Medien, bezogen auf Luft, in gleichen Kanälen ($l^* = 1$) von gleicher Antriebsleistung ($N_g^* = 1$), in Abhängigkeit vom Verhältnis ε der Anteile der Reibungs- und Ablöseverluste beim Luftkanal.

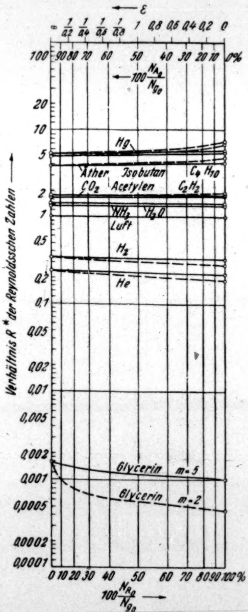


Fig. 16. Die Reynoldsschen Zahlen verschiedener Medien im gleichen Kanal ($l^* = 1$) von gleicher Antriebsleistung ($N_g^* = 1$).
(Berichtigung: Die Ätherkurve ist die zweitoberste Kurve)

$u^*(\varepsilon)$ ist für verschiedene Stoffe in Fig. 15 dargestellt. Links und rechts sieht man die Werte für die reinen „Ablöseverluste" und die Reibungsverluste nach Gleichung (48, 53) und (54) (vgl. auch Tabelle II). Mit Wasserstoff erzielt man die größten Geschwindigkeiten bei

vorgegebener Verlustleistung. Aber man sieht auch aus den Fig. 16 und 17, daß die Reynoldssche und Machsche Zahl bei Wasserstoff nicht besonders hoch liegt. Da ist schon besser ein schweres Gas mit kleinem $\varkappa$, z. B. Isobutan[1]). Aber auch Kohlendioxyd ist, was kleinen Leistungsbedarf betrifft, zwecks Erzielung hoher Machscher Zahlen der Luft um ein

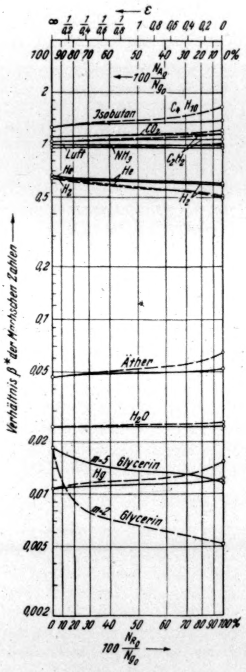


Fig. 17. Die Machschen Zahlen für $N_g^* = 1$ und $l^* = 1$.

geringes überlegen. Flüssigkeiten sind bedeutend weniger geeignet für hohe Machsche Zahlen; zur Erreichung einer gegebenen Reynoldsschen Zahl ist dagegen der Leistungsaufwand der Flüssigkeiten durchschnittlich etwa ebenso groß wie der der Gase. Mit Quecksilber und Äther erzielt man etwa 5mal höhere Reynoldssche Zahlen als mit Luft, bei gleichem Leistungsaufwand (Fig. 16). Die Verlustleistungen verhalten sich in diesem Falle (bei gleicher Reynoldsscher Zahl) etwa wie 1 : 125 (Fig. 13).

1) Praktisch wird man wohl ein Gas (oder einen Dampf) wählen, das ungefährlicher ist.

Während des Drucks dieser Arbeit erschien eine Arbeit von I. A. Rubinsky (Journ. Aeron. Sci. 6, Nr. 11, 1939), der ebenfalls die Verwendung schwerer Gase oder Dämpfe empfiehlt und bereits über derartige Versuche berichten kann.

11. Kanallängenverhältnis bei gleicher Verlustleistung

Bezeichnet man die Verlustleistungen bei festgehaltener Kanallänge mit Strichen, so gilt für gleiche Reynoldssche Zahl nach Gleichung (43)

$$N_A^{*\prime} = \frac{\mu^{*3}}{\varrho^{*2}}, \tag{62}$$

wobei

$$N_g^{*\prime} = N_R^{*\prime} = N_A^{*\prime}$$

ist. Für $N_A^* = 1$ wird

$$l^* = N_A^{*\prime} = \frac{\mu^{*3}}{\varrho^{*2}}. \tag{63}$$

Diese Funktion entspricht der Gleichung (43) mit $l^* = 1$ und ist bereits in Fig. 13 dargestellt. Die kleinsten Kanäle mit kleineren Modellen als das Original (in Luft) erhält man mit Quecksilber, Äther und Isobutan. Normalerweise untragbar große Modelle erfordert Glyzerin. Jedoch kann dies in dem Falle günstig werden, daß man äußerst kleine Körper – z. B. Schwebeteilchen – in größeren und handlicheren Modellen im Modellversuch untersuchen will.

Für gleiche Machsche Zahl ergibt sich nach Gleichung (44)

$$N_A^* = N_A^{*\prime} \cdot l^{*2};$$

für gleiche „Ablöseverlustleistung" ($N_A^* = 1$) wird

$$l^* = N_A^{*\prime\,-\frac{1}{2}} = k^{*-\frac{3}{4}} \cdot \varrho^{*-\frac{1}{4}}. \tag{64}$$

Ebenso erhält man mit $m = 5$ und $\beta^* = 1$ aus Gleichung (46)

$$N_R^* = N_R^{*\prime} \cdot l^{*1,8}.$$

Für gleiche Reibungsverlustleistungen ($N_R^* = 1$) folgt

$$l^* = N_R^{*\prime\,-\frac{5}{9}} = \frac{\varrho^{*\frac{2}{3}} \cdot k^{*\frac{5}{6}}}{\mu^{*\frac{1}{9}}}. \tag{65}$$

Im Falle von gleich großen, gemischten Verlusten ($N_g^* = 1$) wird für $\beta^* = 1$ aus Gleichung (44, 46) und (57) mit $m = 5$ nach einigen Umformungen

$$\varepsilon = \frac{\dfrac{\mu^{*0,2}}{\varrho^{*0,6} \cdot k^{*1,4}} \cdot l^{*1,8} - 1}{1 - \dfrac{1}{\varrho^{*\frac{1}{2}} \cdot k^{*\frac{3}{2}}} \cdot l^{*2}}. \tag{66}$$

Nach Gleichung (66) ist in Fig. 18 das Längenverhältnis verschiedener, geometrisch ähnlicher Strömungskanäle im Falle gleicher Verlustleistung und gleicher Machscher Zahl aufgetragen. Die Gase ergeben etwa 500mal größere Kanallängen.

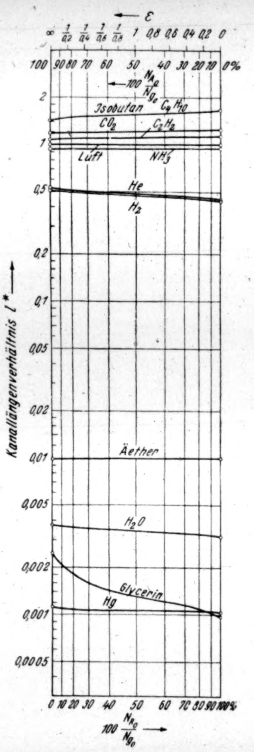


Fig. 18. Die Kanallänge verschiedener, geometrisch ähnlicher Kanäle, bezogen auf Luft, im Falle gleicher Antriebsleistung ($N_V^* = 1$), bei gleicher Machscher Zahl ($\beta^* = 1$).

Der Gesichtspunkt der Verminderung des Leistungsbedarfs eines Strömungskanals, zur Erzielung einer gegebenen Reynoldsschen Zahl, erfordert einen möglichst großen Modellmaßstab, eventuell größer als das Original (!), wie man aus Gleichung (43) entnimmt, wonach $N_R^* = N_A^* \sim 1/l^*$ ist. Dagegen ist nach Gleichung (44) bzw. (46) $N_A^* \sim l^{*2}$ und $N_R^* \sim l^{*1,8}$, das heißt: zur Erreichung einer gegebenen Machschen Zahl kann die Kanallänge beliebig klein gemacht werden.

12. Gleiche Machsche und gleiche Reynoldssche Zahl

Die Bedingungsgleichung für gleiche Machsche und gleiche Reynoldssche Zahl erhält man aus Gleichung (11) und (18) durch Elimination der Strömungsgeschwindigkeit u^*. Es wird

$$l^* = \frac{\mu^*}{\varrho^{*\frac{1}{2}}} \cdot k^{*\frac{1}{2}}.$$

Wasserstoff kommt, wie man der Tabelle II entnimmt, z. B. nicht in Frage, da ja dann das Modell größer sein müßte ($l^* = 1{,}85$) als das Original. Liegt dagegen ein Originalversuch in Luft vor, so kann man unter der Verwendung von Wasser dieselbe Machsche und Reynoldssche Zahl erzielen, wenn man den Modellmaßstab nur zu $1{,}7 \cdot 10^{-2}/1$ wählt.

Bei endlichen Machschen Zahlen (große Drucke) ändert sich bei Flüssigkeiten k und ϱ um gewisse, wenn auch nicht allzu große Beträge, so daß die genannte Zahl nur eine Abschätzung der wirklichen Verhältnisse darstellt.

13. Zusammenfassung

Auf Grund der Ähnlichkeitsmechanik wird berechnet, welche Medien eine kleine Strömungsgeschwindigkeit erfordern, zwecks Erzielung einer gegebenen Machschen und Reynoldsschen Zahl.

Darüber hinaus wird ferner gezeigt, wie man die relative Verlustleistung (z. B. bezogen auf Luft) von Strömungskanälen mit verschiedenen Medien errechnen kann, falls die Erzielung gleicher Reynoldsscher oder Machscher Zahl oder auch gleicher Geschwindigkeit vorausgesetzt wird. Es ergab sich, daß zur Erreichung einer hohen Reynoldsschen Zahl bei geringen Verlusten die Größe $\frac{\mu^{*3}}{\varrho^{*2}} = \mu \cdot \nu^2$, das heißt, daß das Produkt aus Zähigkeit und dem Quadrat der kinematischen Zähigkeit möglichst klein sein muß. Quecksilber und Äther ergeben demnach etwa 100mal geringere Verlustleistungen als Luft. Die bei der Erzielung einer gegebenen Machschen Zahl auftretenden Verluste sind, ohne Berücksichtigung etwaiger Stoßverluste, annähernd proportional $\frac{\mu^{*0,2}}{\varrho^{*0,6} \cdot k^{*1,4}}$. Schwere Gase oder Dämpfe (ϱ) mit großer Kompressibilität k und kleiner Reibungszahl μ sind also in diesem Falle am zweckmäßigsten. Beispielsweise ergibt Isobutan halb so große Verluste wie Luft.

Schließlich wird noch die auf Luft bezogene Kanallänge berechnet, die sich unter der Forderung nach der Erreichung einer vorgegebenen Reynoldsschen oder Machschen Zahl bei gleicher Verlustleistung ergibt, sowie die Möglichkeit besprochen, gleichzeitig gleiche Reynoldssche und Machsche Zahlen im Modellversuch zu erzielen.

Stuttgart-S, Institut für Strömungsforschung.

(Eingegangen 10. Dezember 1939)

Untersuchungen zum Clusiusschen Trennungsverfahren in Flüssigkeiten

Von J. W. Hiby und K. Wirtz

In dieser Arbeit werden einige Überlegungen und experimentelle Ergebnisse mitgeteilt, die mit der Anwendung des Clusiusschen Trennungsverfahrens auf Flüssigkeitsgemische in Zusammenhang stehen. Eine Erörterung über die Definition des „Soret-Koeffizienten" soll als Einleitung dienen und auf die besonderen Voraussetzungen hinweisen, die der üblichen mathematischen Beschreibungsweise des thermischen Diffusionsstromes in Flüssigkeiten [1], [10] zugrunde liegen. Die Rechnungen der beiden nächsten Kapitel beziehen sich auf einige spezielle, praktisch wichtige Anwendungsmöglichkeiten des Clusiusschen Trennungsverfahrens. Eine dieser Rechnungen benötigen wir für die Auswertung der zum Schluß mitgeteilten Messungen der Soretkoeffizienten von einigen wäßrigen Salzlösungen, die zum Zwecke einer quantitativen Prüfung der Debyeschen Theorie [1] unternommen wurden.

I. Thermodiffusions- und Soretkonstante

Zur Beschreibung der Thermodiffusion in einer verdünnten Lösung von der Konzentration n pflegt man den Ansatz zu machen [1], [10], daß ein Temperaturgefälle einen Thermodiffusionsstrom $-D'n\frac{\partial T}{\partial x}$ der gelösten Substanz hervorruft. Wenn das sich aufbauende Konzentrationsgefälle nicht durch Konvektion gestört wird, wird schließlich ein stationärer Gleichgewichtszustand erreicht, in dem der Thermodiffusionsstrom entgegengesetzt gleich dem Diffusionsstrom $-D\frac{\partial n}{\partial x}$ sein muß. Es ergibt sich $\frac{D'}{D}=\frac{1}{n}\frac{dn}{dT}$; dieser Ausdruck, die relative Änderung der Konzentration mit der Temperatur im Gleichgewicht, wird als Soretkoeffizient bezeichnet.

Es ist also ein Thermodiffusionskoeffizient D' und Diffusionskoeffizient D eingeführt worden. Ihre Temperatur- und Konzentrationsabhängigkeit lassen sich nicht in allgemeingültiger Weise ausdrücken. Der obige Ansatz ist also nur dann zweckmäßig, wenn man ihn auf einen genügend kleinen Temperatur- und Konzentrationsbereich anwendet, in dem man D' und D als Konstanten behandeln kann.

Bei der Flüssigkeitstrennung arbeitet man im allgemeinen mit einem Temperaturbereich, den man noch klein gegen die absolute Temperatur nennen kann. Nicht so bei der Gastrennung. Bei Gasen ermöglichen die einfacheren physikalischen Verhältnisse jedoch einen Ansatz, der in großen Temperaturbereichen brauchbar ist. Die gaskinetische Theorie von Enskog [2] und Chapman [3] kann den Thermodiffusionsstrom durch den Ausdruck $-\frac{k_T D}{T}\frac{dT}{dx}=-\frac{n\alpha D}{T}\frac{dT}{dx}$ beschreiben und betrachtet k_T bzw. α als (wenigstens in manchen Fällen) temperaturunabhängige Konstanten.

Die Konzentrationsabhängigkeit der Koeffizienten konnte für den speziellen Fall isotoper Gase von Enskog und Chapman berechnet werden [4]. In allen anderen Fällen bedeutet sie jedoch eine Einschränkung der Möglichkeit, die Verhältnisse im Clusiusschen Trennrohr mit einem einheitlichen Ausdruck zu beschreiben. Ein Thermodiffusionskoeffizient D' läßt sich natürlich nicht nur für verdünnte Lösungen definieren, sondern auch für konzentrierte und für Gemische, die die Komponenten in vergleichbar großen Molenbrüchen enthalten. Bei weitgehender Trennung eines solchen Gemisches, einem praktisch häufigen Fall, kann der Quotient $\frac{D'}{D}$ in verschiedenen Höhen des Trennrohres sehr verschiedene Werte annehmen; man wird sich dann darauf beschränken müssen, die Verhältnisse in einzelnen Höhenabschnitten getrennt zu untersuchen.

II. Kurzzeitige Trennung bei einem Apparat mit großen Vorratsgefäßen

Für Flüssigkeitstrennungen benutzten wir Apparaturen folgender Bauart. Zwei senkrechte Metallplatten der Höhe h, der Breite b und im Abstand a voneinander schließen das Arbeitsvolumen A ein und werden auf einer Temperaturdifferenz τ gehalten. Das Arbeitsvolumen ist oben und unten an je ein Vorratsvolumen V angeschlossen. Die gesamte Apparatur wird mit einer verdünnten Lösung der Konzentration n_a gefüllt. In den Vorratsgefäßen ist für dauernde Durchmischung gesorgt; die Konzentration in ihnen sei mit n_o bzw. n_u bezeichnet.

Mit einer solchen Apparatur bestimmen wir in Kapitel IV einige Soretkoeffizienten. Wir benötigen also eine Gleichung, die den Verlauf der Entmischung mit den Flüssigkeitskonstanten und den Apparatdimensionen in Beziehung setzt. Die Rechnungen von Debye (l. c.) über die Zeitabhängigkeit des Entmischungsvorganges gelten für eine Apparatur ohne Vorratsgefäße. Mit den gleichen Ansätzen gelangt man jedoch, unter Voraussetzung großer Vorratsgefäße ($V \gg A$)

und kurzer Trenndauer, zu einer einfachen, linearen Beziehung zwischen dem Quotienten der Konzentrationen $\frac{n_u}{n_o}$, der Trennzeit und dem Soretkoeffizienten der Flüssigkeit.

Denkt man sich in unserer Apparatur zunächst die Konvektionsströmung angehalten, dann wird sich in der x-Richtung senkrecht zu den beiden Platten ein Konzentrationsgefälle ausbilden, für das man nach Kapitel I den Ansatz $\frac{1}{n}\frac{dn}{dT} = -\frac{D'}{D}$ machen kann. Durch Integration ergibt sich, sofern man D und D' infolge der Kleinheit der Temperatur- und Konzentrationsdifferenzen als Konstanten behandelt:

$$\ln n = -\frac{D'}{D}\frac{\tau}{a}x + \text{const},$$

$$n = c \cdot e^{-\frac{p}{a}x}. \qquad (1)$$

Hierbei ist $p = \frac{D'\tau}{D}$. Die Integrationskonstante c bestimmt sich aus der Anfangskonzentration n_a:

$$\int_0^a n\,dx = n_a \cdot a,$$

$$c \cdot \int_0^a e^{-\frac{p}{a}x}\,dx = n_a \cdot a,$$

$$c = \frac{n_a \cdot p}{1 - e^{-p}}. \qquad (2)$$

Der Konzentrationsverlauf in x-Richtung wird demnach, wenn man noch die Abkürzung $\xi = \frac{x}{a}$ einführt,

$$n = \frac{n_a \cdot p}{1 - e^{-p}}\, e^{-p\xi}. \qquad (3)$$

Die vertikale Konvektionsströmung wird nun beschrieben durch [Debye, l. c., Gleichung (3)]

$$v = -\frac{\beta g \varrho \tau}{12\mu}\, a^2(\xi - 3\xi^2 + 2\xi^3); \qquad (4)$$

hierbei ist β der Ausdehnungskoeffizient der Flüssigkeit, g die Erdbeschleunigung, ϱ die Dichte und μ die Viskosität (Mittelwerte).

Solange noch kein Konzentrationsgefälle in senkrechter Richtung vorhanden ist, ist die in der Zeit t durch einen beliebigen Horizontalquerschnitt der Apparatur von unten nach oben durchtretende, zugleich also die vom unteren ins obere Vorratsvolumen transportierte Menge

$$m = bt\int_0^1 nv\,d\xi, \qquad (5)$$

nach Einsetzen von Gleichung (3) und (4)

$$m = -\frac{\beta g \varrho \tau a^2 b n_a p t}{12\mu(1 - e^{-p})}\int_0^1 e^{-p\xi}(\xi - 3\xi^2 + 2\xi^3)\,d\xi. \qquad (6)$$

Das Integral J dieser Gleichung läßt sich für den häufigen Fall einfach berechnen, daß p klein gegen 1 ist. Man entwickelt $e^{-p\xi}$ nach Potenzen und bricht nach dem 3. Gliede ab; die Integration ergibt dann

$$\frac{J}{1 - e^{-p}} = \frac{1}{60}. \qquad (7)$$

Es interessiert nun der zeitliche Verlauf des Quotienten der Vorratskonzentrationen

$$\frac{n_u}{n_o} = \frac{n_a - \frac{m}{V}}{n_a + \frac{m}{V}} \approx 1 - \frac{2m}{n_a V}; \qquad (8)$$

nach Einsetzen von Gleichung (6) und (7) erhält man

$$\frac{n_u}{n_o} = 1 + \frac{2ba^3}{V}\frac{\beta g \varrho \tau}{12\mu}\frac{D'\tau t}{D \cdot 60}. \qquad (9)$$

Dieses lineare Ansteigen des Quotienten $\frac{n_u}{n_o}$ mit der Zeit gilt also für Zeiten, die lang sind gegen die charakteristische Zeit der Größenordnung $\frac{a^2}{D}$, in der sich die Konzentrationsverteilung Gleichung (3) in x-Richtung einstellt, aber noch so kurz, daß die Konzentrationsänderung in senkrechter Richtung klein ist gegen die Anfangskonzentration.

Bei längeren Zeiten erfolgt nach der Berechnung von Waldmann [5] eine exponentielle Annäherung des Quotienten $\frac{n_u}{n_o}$ an dessen Wert im Endgleichgewicht. Allerdings wurde auch hier geringes Konzentrationsgefälle in senkrechter Richtung vorausgesetzt, und das Arbeitsvolumen muß gegen das Vorratsvolumen zu vernachlässigen sein. Solange die Versuchszeit t klein ist gegen die Einstelldauer des Endgleichgewichts, kann man sich mit dem linearen Glied in der Entwicklung des Exponentialausdrucks begnügen und unsere Gleichung (9) behält Gültigkeit. Experimentell erwies sich bei der im IV. Kapitel angegebenen Apparatur der Anstieg von $\frac{n_u}{n_o}$ noch bis zum Werte 10 als genau linear.

Für die Zeit, in der sich der Gleichgewichtszustand der Endtrennung einstellt, erhält man nach Waldmann größenordnungsmäßig

$$\Theta = \frac{h^2}{4D} \cdot \frac{V}{A} \Big[\text{l. c., Gleichung (5,10) mit } q = \frac{A}{h},$$

und $\frac{h}{2}$ statt h, da dort n_u konstant$\Big]$.

III. Trennung von zwei gelösten Komponenten

Eine andere Anwendung der Flüssigkeitstrennung führt dazu, die Entmischung eines 3-Komponentengemisches zu verfolgen. Zwei Stoffe seien in einem dritten gelöst. Ihre Soretkoeffizienten mögen verschieden sein. In unserer Trennapparatur reichere sich also die eine gelöste Substanz im unteren Vorratsgefäß schneller an als die andere; dann läßt sich auf diese Weise eine Änderung des Konzentrationsverhältnisses der beiden Substanzen erreichen, sie lassen sich voneinander trennen. Ein praktisches Beispiel ist etwa beim Versuch gegeben, zwei isotope Salze in wäßriger Lösung zu trennen.

Die Anfangskonzentrationen von zwei verdünnt gelösten Komponenten seien n_a und n'_a. Die Verhältnisse werden wieder besonders übersichtlich, wenn man, wie im vorigen Kapitel, voraussetzt, daß A gegen V zu vernachlässigen ist, und man noch in dem Gebiet arbeitet, in dem der Quotient der beiden Vorratskonzentrationen $\frac{n_u}{n_o}$ bzw. $\frac{n'_u}{n'_o}$ linear mit der Zeit zunimmt.

Bedeutet z bzw. z' die Zeit, in der $\frac{n_u}{n_o}$ bzw. $\frac{n'_u}{n'_o}$ von 1 auf 2 anwächst, dann ist nach Voraussetzung

$$\frac{n_u}{n_o} = 1 + \frac{t}{z} \tag{10}$$

und

$$\frac{n'_u}{n'_o} = 1 + \frac{t}{z'}. \tag{10'}$$

Da die Substanzmenge erhalten bleibt, ist stets

$$n_o + n_u = 2 n_a, \tag{11}$$

$$n'_o + n'_u = 2 n'_a. \tag{11'}$$

Zunächst betrachten wir die Verhältnisse im *oberen Vorratsvolumen*. Aus Gleichung (10) und (11) ergibt sich der zeitliche Verlauf

$$n_o = \frac{2 n_a}{2 + \frac{t}{z}} \tag{12}$$

und

$$n'_o = \frac{2 n'_a}{2 + \frac{t}{z'}}. \tag{12'}$$

Wir bilden nun den Quotienten

$$\frac{n_o}{n'_o} = \frac{n_a}{n'_a} \frac{2 + \frac{t}{z'}}{2 + \frac{t}{z}} \approx \frac{n_a}{n'_a}\left(1 + \frac{t}{t + 2z} \frac{dz}{z}\right), \tag{13}$$

der für $t \to \infty$ übergeht in

$$\frac{n_o}{n'_o} = \frac{n_a}{n'_a} \frac{z}{z'} = \frac{n_a}{n'_a}\left(1 + \frac{dz}{z}\right). \tag{14}$$

Die Form mit $dz = z - z'$ wird man wählen, wenn sich die „Sedimentationsgeschwindigkeiten" der Komponenten wenig voneinander unterscheiden.

Der Trennfaktor, d. h. das Mengenverhältnis der beiden Komponenten, dividiert durch ihr Mengenverhältnis am Anfang, wächst demnach im oberen Volumen monoton mit der Zeit und strebt gegen den Grenzwert $\frac{z}{z'}$ [1]).

Im *unteren Vorratsvolumen* wird man die größte Trennung nicht bei langen Zeiten zu erwarten haben; mit wachsender Konzentration nähern sich schließlich im unteren Volumen die beiden Komponenten wieder dem ursprünglichen Mengenverhältnis. Der zeitliche Verlauf ergibt sich aus Gleichung (10) und (11):

$$n_u = 2 n_a \frac{1 + \frac{t}{z}}{2 + \frac{t}{z}} \tag{15}$$

und

$$n'_u = 2 n'_a \frac{1 + \frac{t}{z'}}{2 + \frac{t}{z'}}, \tag{15'}$$

$$\frac{n'_u}{n_u} = \frac{n'_a}{n_a} \frac{\left(1 + \frac{t}{z'}\right)\left(2 + \frac{t}{z}\right)}{\left(2 + \frac{t}{z'}\right)\left(1 + \frac{t}{z}\right)}. \tag{16}$$

Der Trennfaktor rechts strebt tatsächlich für $t \to \infty$ gegen 1. Sein Maximum erreicht er bei einer Zeit t_{opt}; sie ermittelt sich durch Differenzieren zu

$$t_{opt} = \sqrt{2 z z'}. \tag{17}$$

Unterscheiden sich z und z' nur wenig voneinander, so erhalten wir die einfache Beziehung

$$t_{opt} = z \sqrt{2}, \tag{17'}$$

1) Die gestrichene Substanz soll also schneller sedimentieren.

die für eine erfolgreiche Trennung berücksichtigt werden muß. Die Konzentration bei t_{opt} ergibt sich durch Einsetzen in Gleichung (15) zu

$$n_u = 2\,n_a \frac{1+\sqrt{2}}{2+\sqrt{2}} = n_a \sqrt{2}\,. \qquad (18)$$

Gleichung (16) läßt sich umformen zu

$$\frac{n_u'}{n_u} = \frac{n_a'}{n_a} \frac{1 - \frac{dz}{z+t}}{1 - \frac{2\,dz}{2z+t}}, \qquad (16')$$

welches bei t_{opt} übergeht in

$$\left.\begin{aligned} \frac{n_u'}{n_u} &= \frac{n_a'}{n_a}\left(1 - \frac{1-\sqrt{2}}{1+\sqrt{2}}\frac{dz}{z}\right) \\ &= \frac{n_a'}{n_a}\left(1 + 0{,}17\frac{dz}{z}\right). \end{aligned}\right| \qquad (19)$$

Im unteren Volumen ist also der optimale Trennfaktor eines Arbeitsganges geringer als im oberen Volumen.

Eine größere Trennung läßt sich erreichen, indem man das Produkt des oberen oder des unteren Vorratsgefäßes erneut einer Trennung unterwirft und mehrere solcher Stufen hintereinanderschaltet. In jeder Stufe wird man von der gleichen, möglichst hohen Anfangskonzentration n_a ausgehen wollen. Führt man die Trennung im *oberen* Volumen durch, dann sammelt man das Produkt des oberen Volumens von vielen Sedimentationen, dampft es auf n_a ein und verwendet es für die nächste Stufe. Oder man sammelt immer das Produkt des *unteren* Volumens und verdünnt es auf n_a, um es für die nächste Stufe zu verwenden.

Ob man die Stufentrennung rationeller im oberen oder im unteren Volumen vornimmt, hängt ab vom geforderten Gesamttrennfaktor und von der Frage, ob man an Zeit oder an der Anzahl einzelner Sedimentationen sparen will. Wenn man mit q den Trennfaktor einer Stufe, mit Q den geforderten Gesamttrennfaktor, mit $k = \frac{n}{n_a}$ die Anreicherung bzw. Entreicherung bei einer Stufe bezeichnet, dann ist die Anzahl der Sedimentationen, die bei einem der beiden genannten Verfahren eine bestimmte Menge Endprodukt liefert, proportional

$$N = \frac{\left(\frac{2}{k}\right)^{\frac{Q-1}{q-1}} - 1}{2-k}. \qquad (20)$$

Hiermit lassen sich die Verfahren vergleichen; die Rechnung würde hier jedoch zu weit führen. Das Ergebnis ist, daß für einen Gesamttrennfaktor Q der Größenordnung $1 + \frac{dz}{z}$ beide Verfahren im allgemeinen gleichwertig sind. Ist jedoch das geforderte Q groß gegen $1 + \frac{dz}{z}$, werden also viele Stufen notwendig, dann arbeitet man mit dem unteren Volumen stets rationeller.

Es sei noch erwähnt, daß durch ungleiche Größe der beiden Vorratsvolumina keine Verbesserung der Trennung oder der Ausbeute erreicht wird.

Eine praktische stufenweise Trennung wird bei Korsching und Wirtz [6] beschrieben. Die Überlegungen sind vor allem bei Versuchen zur Isotopentrennung in Lösungen zu berücksichtigen. Eine Prüfung und Wiederholung früherer Versuche [7], Zinkisotope in wäßriger Lösung an Hand dieser Überlegungen zu trennen, ist noch nicht abgeschlossen.

IV. Messung des Soretkoeffizienten in einigen wäßrigen Salzlösungen

Man bestimmte den Soretkoeffizienten von Lösungen und flüssigen Gemischen bisher stets aus dem Konzentrationsgradienten $\frac{dn}{dT}$, der sich in Richtung eines vertikalen Temperaturgefälles im stationären Endzustand ausbildet. Die experimentelle Schwierigkeit besteht in der Vermeidung störender Konvektionsströmungen; ein weiterer Nachteil der Methode ist, daß man aus Gründen der Meßgenauigkeit eine nahezu 1 cm hohe Flüssigkeitsschicht benötigt, bei der die Einstellung des Gleichgewichtszustandes eine Zeit von der Größenordnung eines Tages benötigt. Die genauesten Messungen dieser Art stammen von C. C. Tanner [8]. Er untersuchte eine Reihe von wäßrigen Lösungen in verschiedenen Konzentrationen und bestimmte den Konzentrationsgradienten mit Hilfe der bekannten, zuerst von Wiener angewandten optischen Ablenkungsmethode.

Der Gedanke liegt nahe, eine Messung der Trennungsgeschwindigkeiten beim Clusiusschen Verfahren zur Bestimmung von Soretkoeffizienten zu verwenden. Die Flüssigkeitsschicht ist so dünn, daß sich in ihr das Gleichgewicht in kurzer Zeit einstellt, und die Konvektionsströmungen sind nicht mehr unkontrollierbar, sondern werden zwangsläufig geführt. Eine genaue Messung stellt allerdings hohe Anforderungen an den konstanten Abstand der beiden verschieden temperierten Flächen. Die Meßreihe, die von uns an einigen Lösungen, vor allem Alkalihalogeniden durchgeführt wurde, sollte die Brauchbarkeit der Methode prüfen und eine weitere experimentelle Bestätigung liefern zu den Rechnungen von Debye über das Trennverfahren in Flüssigkeiten, ohne Anspruch auf mehr als relative Genauigkeit zu machen.

Tabelle I

Soretkoeffizienten $-\frac{D'}{D} = \frac{1}{n}\frac{dn}{dT}$; verglichen mit Messungen von Tanner [8].

Substanz	Molarität	$\frac{n_u}{n_o}$ nach 1 Stunde	$\frac{D'}{D}\cdot 10^3$, berechnet nach Gleichung (9)	$\frac{D'}{D}\cdot 10^3 = -\frac{1}{n}\frac{dn}{dT}\cdot 10^3$, Messungen von Tanner	
			80° – 30° C 1)	49° – 25°	39° – 25°
LiCl	1,0	< 1,005	< 0,1	0	0
LiBr	1,0	1,07	1,3	—	—
LiJ	0,5	< 1,01	< 0,15	—	—
Li_2SO_4	1,0	1,21	6,0	0	0
NaCl	0,1	1,335	5,4	—	—
N ·Cl	1,0	1,31	5,5	2,5	1,46
KCl	1,0	1,395	6,3	1,5	0,9
KBr	0,1	1,45	7,2	1,8	—
KJ	1,0	1,23	3,1	0,7	0,45
K_2SO_4	0,1	2,08	17	—	6,0
RbCl	0,1	1,65	10	—	—
$CaCl_2$	1,0	1,13	2,5	0	0
$ZnSO_4$	0,1	2,53	26	—	—
$ZnSO_4$	1,0	2,35	31	—	7,8

Es wurde eine Messingapparatur mit den Maßen $h = 10$ cm, $b = 2$ cm, $a = 0,25$ mm benutzt, mit Vorratsgefäßen von je 1,25 cm³ Inhalt. Die eine Fläche wurde durch elektrische Widerstandsheizung auf 80° C erwärmt, die andere mit Wasser auf 30° gekühlt. Die Temperaturmessung erfolgte mit Thermoelementen, die durch seitliche Bohrungen in die Messingwandungen eingeführt wurden. Einzelheiten der Anordnung werden an anderer Stelle [6] beschrieben.

Nach einer Trennzeit von 1–3 Stunden wurde die Lösung aus dem oberen Vorratsgefäß hochgesaugt, aus dem unteren abgelassen und ihre Konzentration refraktometrisch bestimmt. Trennungsergebnisse mit drei genau gleich dimensionierten Apparaten unterschieden sich nicht innerhalb der Genauigkeit der Einzelmessung. Der Wert von $\left(\frac{n_u}{n_o} - 1\right)$ war innerhalb 10 Proz. reproduzierbar. Die Mittelwerte von 2–3 Einzelmessungen sind in Tabelle I wiedergegeben, und zwar der Quotient der unteren und oberen Konzentrationen $\frac{n_u}{n_o}$, umgerechnet auf 1 Stunde Trenndauer.

Da der Anstieg des Quotienten $\frac{n_u}{n_o}$ mit der Zeit noch genau linear erfolgte, kann man zur Berechnung von $\frac{D'}{D}$ Gleichung (9) anwenden. Die Konstanten der Flüssigkeiten wurden für das arithmetische Temperaturmittel 55° genommen; in dieser Mittelung liegt die hauptsächliche Unsicherheit.

Tabelle II

Zusammenstellung von $\frac{D'}{D}\cdot 10^3$ aus Tabelle I

	Cl	*Br*	*J*	SO_4
Li	< 0,1	1,3	< 0,15	6,0
Na	5,5	—	—	—
K	6,3	7,2	3,1	17
Rb	10	—	—	—
Ca	2,5	—	—	—
Zn	—	—	—	31

Unsere Werte der Soretkoeffizienten liegen alle etwas höher als die von Tanner mit der statischen Methode gemessenen. Die relative Übereinstimmung der Werte verschiedener Salze ist jedoch sehr befriedigend und zeigt, daß die Debyesche Theorie die Vorgänge im Trennrohr gut beschreibt und daß sich mit Hilfe des Trennrohrs Soretkoeffizienten einfach und gut bestimmen lassen. Diese Methode kann empfindlicher gestaltet werden als das statische Verfahren. Trotzdem zeigt übrigens *LiCl* selbst nach 10stündiger Trennung ebenso wie bei Tanner keinen Effekt.

Versucht man diese Ergebnisse mit der kinetischen Theorie der Ionenbeweglichkeit [9] und einer kürzlich im Anschluß an diese entwickelten kinetischen Theorie der Thermodiffusion in Flüssigkeiten [10] zu vergleichen, so zeigen sich Widersprüche. Nach der Theorie ist nämlich bei kleiner Ionenbeweglichkeit ein großer Soretkoeffizient zu erwarten. Dies entspricht jedoch

1) Temperaturintervall.

nicht den Beobachtungen; z. B. hat *LiCl*, das eine besonders kleine Beweglichkeit besitzt, einen verschwindenden Soretkoeffizienten. Dieser Widerspruch läßt sich beseitigen, wenn man die in der kinetischen Theorie bisher nicht beachtete „Selbst-Thermodiffusion" des Wassers und die zum Platzwechsel erforderliche „Lochbildungsenergie" (vgl. [10]) in richtiger Weise berücksichtigt. Hierauf soll in einer späteren Arbeit eingegangen werden.

Zum Schluß möchten wir Herrn Prof. Debye für sein großes Interesse an unseren Arbeiten über die Thermodiffusion und für zahlreiche Diskussionen herzlich danken. Der eine von uns (J. W. H.) dankt überdies besonders für die Gastfreundschaft, die ihm am Institut von Prof. Debye erwiesen worden ist.

Literaturverzeichnis

[1] Vgl. P. Debye, Ann. d. Phys. (5) **36**, 284, 1939.
[2] D. Enskog, z. B. Physik. Zeitschr. **12**, 56, 533, 1911.
[3] S. Chapman, z. B. Phil. Trans. (A) **217**, 115, 1916; Phil. Mag. (7) **7**, 1, 1929.
[4] Vgl. K. Clusius u. G. Dickel, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **44**, 397, 1939 (besonders S. 427 ff.).
[5] L. Waldmann, Zeitschr. f. Phys. **114**, 53, 1939.
[6] H. Korsching u. K. Wirtz, erscheint demnächst.
[7] H. Korsching u. K. Wirtz, Naturwiss. **27**, 367, 1939.
[8] C. C. Tanner, Trans. Far. Soc. **23**, 75, 1927.
[9] M. J. Polissar, Journ. chem. Phys. **6**, 833, 1938; J. J. Hermans, Rec. Trav. Chim. Pays-Bas **58**, 917, 1939.
[10] K. Wirtz, Ann. d. Phys. (5) **36**, 295, 1939.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut, Dezember 1939.

(Eingegangen 3. Januar 1940)

Photographische Wirkung von Kanalstrahlen

Von H. Lichtblau

In einer Arbeit von Kinoshita[1]) wurde gezeigt, daß sich die Schwärzung oder Dichte D dünnschichtiger photographischer Platten, die von energiehomogenen α-Strahlen unter gleichem Winkel getroffen werden, außerhalb des Solarisationsgebiets in der Gestalt

$$D = D_{\max}(1 - e^{-cN}) \quad (1)$$

darstellen läßt, wobei $D_{\max}$ die dabei erreichbare Höchstdichte, N die Anzahl der auftreffenden Teilchen pro cm² und c eine Konstante darstellt. Wilkins und Wolfe[1]) haben bewiesen, daß Gleichung (1) auch für dickschichtige Handelsplatten gilt. Bezeichnen wir die in der Zeiteinheit auf die Flächeneinheit auftreffende Teilchenzahl, die Strahlintensität, mit I, die Auftreffdauer mit t, so schreibt sich Gleichung (1):

$$D = D_{\max}(1 - e^{-cIt}). \quad (1a)$$

Daraus folgt die Gültigkeit des Reziprozitätsgesetzes (Rp. G.), d. h. die Darstellbarkeit von D als Funktion von $I \cdot t$. Das trifft für Lichtschwärzung bekanntlich nicht zu. Hier läßt sich im allgemeinen D nur als Funktion von $I \cdot t^p$ darstellen, wobei p, der Schwarzschildexponent, im wesentlichen von der Plattenart, von I und von D abhängig sein kann.

Setzt man im Gültigkeitsbereich von Gleichung (1) D der Kornzahl G proportional[2]), so folgt:

$$G = G_{\max}(1 - e^{-cN}). \quad (2)$$

Diese Gleichung trifft nur dann zu, wenn die Energie der Teilchen sie bis zur tiefsten Kornlage vordringen läßt. Ist ihre Reichweite δ in der Schicht geringer, so ist $G_{\max}$ durch die Anzahl entwicklungsfähiger Körner in δ cm³ Schichtvolumen zu ersetzen. Die Konstante c stellt, wie man aus Gleichung (2) leicht ersieht, die Wahrscheinlichkeit dafür dar, daß ein auftreffendes Teilchen ein bestimmtes Korn entwickelbar macht.

Es liegt nahe, die Gültigkeit von Gleichung (1) auch für andere Ionen zu prüfen, eine Aufgabe, die für massenspektrographische Untersuchungen eine wichtige praktische Bedeutung besitzt. Eine Anzahl Massenspektrogramme von *Mo*, *Nd*, *Cp* und *Hg*, die von Mattauch und Mitarbeitern[3]) zu Präzisionsbestimmungen von Isotopenverhältnissen gemacht wurden, bot die Möglichkeit, die photographische Wirkung dieser Ionen, die eine ungefähre Energie von $2 \cdot 10^4$ eV besaßen, näher zu untersuchen. Der Aufbau eines Mattauch-Herzogschen Massenspektrographen[4]) bringt es mit sich, daß alle Ionen, die die Platte treffen, praktisch gleiche Energie und gleichen Auffallswinkel haben. Dadurch werden

1) S. Kinoshita, Proc. Roy. Soc. London (A) **83**, 432, 1909.

1) T. R. Wilkins u. R. N. Wolfe, Journ. Opt. Soc. Am. **23**, 324, 1933.

2) Siehe etwa Handbuch der wissenschaftlichen und angewandten Photographie, Bd. V, S. 75, 1932. (Dieses Werk wird im folgenden kurz als Handbuch zitiert.)

3) J. Mattauch u. V. Hauk, Naturwiss. **25**, 780, 1937 (*Nd*); J. Mattauch u. H. Lichtblau, Zeitschr. f. Phys. **111**, 514, 1939 (*Cp*); J. Mattauch u. H. Lichtblau, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **42**, 288, 1939 (*Mo*).

4) J. Mattauch u. R. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **89**, 786, 1934.

eindeutige Verhältnisse für die Bestimmung der Schwärzungswirkung von Materiestrahlen geschaffen. Doch zeigte sich, daß selbst eine Änderung der Ionenenergie um 10 Proz. ohne Einfluß auf die Gestalt der Schwärzungskurve ist.

Als Aufnahmematerial wurden die Q-Platten der Ilford genommen, die gegenwärtig zum massenspektrographischen Nachweis von Ionenstrahlen am empfindlichsten sind[1]). Die Halogensilberkörner dieser dünnschichtigen Platten liegen nämlich ganz an der Oberfläche, so daß die Bremswirkung der Gelatine auf ein Minimum reduziert wird[2]). Sie werden in drei Arten Q_{1-3} hergestellt, von denen die Q_3-Platten grobes Korn und hohe Kornempfindlichkeit, die Q_1-Platten feines Korn und geringe Kornempfindlichkeit haben, während die Q_2-Platten eine Mittelstellung einnehmen.

Die Entwicklungsdauer betrug 2 Minuten bei Verwendung eines Hydrochinon-Ätzkalientwicklers (Ilford-Entwickler ID-13), dessen Temperatur nicht besonders kontrolliert wurde. Die Photometrierung ist zum größten Teil mit einem selbstregistrierenden Zeißschen Mikrophotometer durchgeführt worden; einzelne wenige Platten wurden mit einem nichtregistrierenden Mikrophotometer gemessen, wobei Vergleichsmessungen die Verträglichkeit beider Instrumente bewiesen. Die Aufnahme der Schwärzungskurven (D-Kurven) erfolgte für jede Platte gesondert. Es wurde dabei angenommen, daß die photographische Wirkung energiehomogener Isotopen eines Elementes, die unter gleichem Winkel auftreffen, dieselbe ist. Da sich auf jeder Platte mehrere Aufnahmen (bis 14) befanden, ließ sich die D-Kurve genauer und über einen viel größeren Bereich bestimmen, als aus den Isotopenverhältnissen einer Exposition allein möglich wäre[3]). Es wurde nämlich die Dichte eines Isotops einer neu hinzukommenden Aufnahme auf dem bereits bekannten Kurvenstück interpoliert und mit Hilfe des dadurch erhaltenen $I \cdot t$-Betrags weitere Punkte der Kurve bestimmt, ein Verfahren, daß auch für $p \neq 1$ gilt, falls nur p konstant ist. Bei den *Mo*-Untersuchungen auf Q_1-Platten, die sich durch besondere Konstanz der Aufnahmebedingungen auszeichneten, wurden die einzelnen Expositionen teilweise auch durch das Rp.G. verknüpft. Dieses ist auch ausschließlich für die Darstellung der D-Kurven für *Cp* angewandt worden.

1) F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. London (A) **132**, 487, 1931; J. Mattauch, Sitz.-Ber. Akad. Wiss. Wien, Math.-nat. Kl. IIa **145**, 461, 1936; K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Phys. Rev. **50**, 282, 1936.

2) Ilford Ltd., Journ. Sci. Instr. **12**, 333, 1935.

3) Die verwendeten Isotopenverhältnisse wurden für *Mo* von J. Mattauch u. H. Lichtblau l. c., für *Nd* von J. Mattauch u. V. Hauk l. c. und für *Hg* von A. O. Nier, Phys. Rev. **52**, 933, 1937, gemessen.

Die Werte der einzelnen Aufnahmen mußten bezüglich des Untergrundschleiers D_s korrigiert werden. Dieser schwankte für Q_3-Platten zwischen $0 \leq D_s \leq 0{,}08$; die Q_1-Platten hatten bei den Linien der untersuchten Elemente nahezu keine Schleierkörner. Es wurde angenommen, daß die Schleierdichte additiv zur Liniendichte tritt, da nur dadurch gute Übereinstimmung der einzelnen Aufnahmen untereinander erreicht werden konnte. Das deutet darauf hin, daß der Schleier durch Materiestrahlen verursacht wird, da bei Lichtschleier eine derartige Korrektur im allgemeinen keinen glatten Verlauf der D-Kurven ergibt[1]).

Es zeigte sich, daß die Verhältnisse bei den Q_3- und Q_1-Platten verschieden waren. Die beiden Plattensorten werden daher im folgenden getrennt behandelt.

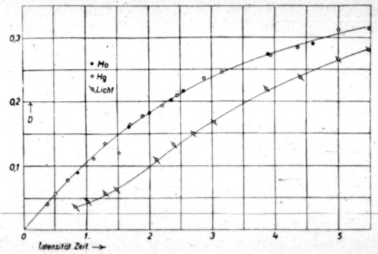


Fig. 1. Numerische Dichtekurven von *Mo*, *Hg* und Licht, aufgenommen auf Q_3-Platten. Die Einheiten des Abszissenmaßstabs sind willkürlich gewählt.

Fig. 1 gibt ein Beispiel einer numerischen D-Kurve für *Mo*- und *Hg*-Ionen wieder, aufgenommen auf Q_3-Platten. Die Kurve gehorcht im dargestellten Bereich der Gleichung (1) bzw. (1a), wobei $D_{\max} = 0{,}39$ und $c = 0{,}317$. Der Abszissenmaßstab ist in willkürliche Einheiten von $I \cdot t$ geteilt, da nur Relativwerte von I verglichen werden können. Der Einfachheit halber wurde er für *Mo* belassen. Doch darf daraus nicht geschlossen werden, daß die Platten für beide Ionenarten gleich empfindlich sind; für gleiche Schwärzung ist jedoch das Verhältnis der *Mo*- zu den *Hg*-Ionen konstant. Zum Vergleich wurde in Fig. 1 über dem gleichen Abszissenmaßstab eine D-Kurve für Licht (Metallfadenlampe) gezeichnet, die sich bei Variation von I ergab.

1) K. T. Bainbridge, Journ. Franklin Inst. **212**, 489, 1931.

Die Gestalt der Gleichung (1) besaßen alle von *Mo* (3 Platten), *Nd* (1 Platte), *Cp* (3 Platten mit $D \leq 0{,}15$) und *Hg* (6 Platten) aufgenommenen Kurven. Bei ein und derselben Emulsionsnummer war $D_{\max}$ konstant und stimmte mit der experimentell für diese Ionen festgestellten Höchstdichte überein. Verschiedene Emulsionsnummern gaben verschiedenes $D_{\max}$; so fand sich für *Nd*- und *Hg*-Aufnahmen derselben Platte einer anderen Erzeugungsserie ein $D_{\max}$ von 0,50.

Die Größe der Konstanten c ist abhängig vom Abszissenmaßstab; da dieser willkürlich ist, kommt ihr keine Bedeutung zu.

Aus den vorhandenen Spektrogrammen ließ sich wenigstens für *Hg* der Schwarzschildexponent p im Intervall $0{,}04 \leq D \leq 0{,}3$ bestimmen. Die Isotopenverteilung dieses Elements wurde durch Ladungsmessungen ermittelt, während die von *Mo* und *Nd* photographisch unter der Annahme von $p = 1$ gemessen wurden, so daß ein einwandfreier Schluß für diese Elemente durch die folgenden Überlegungen nicht gezogen werden darf. Bezeichnet man die Ionenintensität zweier *Hg*-Linien gleicher Dichte, die von zwei verschiedenen Aufnahmen von t_1 und t_2 sec Dauer stammen, mit I_1 und I_2, so ist p gegeben durch

$$p = \frac{\lg \dfrac{I_1}{I_2}}{\lg \dfrac{t_2}{t_1}}.$$

Nachdem aus den bekannten Isotopenverhältnissen D als Funktion von I darstellbar ist, läßt sich etwa zu I_1 die Intensität I_2, die der gleichen Schwärzung entspricht, durch Interpolation bestimmen und auf Grund obiger Gleichung p berechnen. Doch müssen bei den zwei Expositionen die Aufnahmebedingungen konstant sein, da nur Relativwerte von I, die durch das Isotopenverhältnis gegeben sind, verglichen werden können. Es ergab sich: $p = 0{,}99 \pm 0{,}05$.

Andererseits ist die Darstellung der D-Kurve in Fig. 1 unabhängig von Annahmen über p, sofern p nur konstant ist (l. c.). Da nun aber für konstantes t die Kurve der Gleichung (1a) gehorcht, so folgt, daß c unabhängig von I ist. Das darf für $p \neq 1$ nicht der Fall sein, da die Ursache für die Nichtgültigkeit des Rp.G. gerade darin

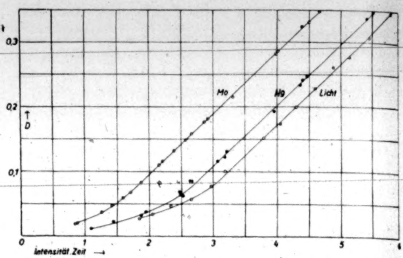


Fig. 2. Numerische Dichtekurven von *Mo*, *Hg* und Licht, aufgenommen auf Q_1-Platten. Die *Mo*- und *Hg*-Werte stammen von der gleichen Platte. Die Einheiten des Abszissenmaßstabs sind willkürlich gewählt.

zu liegen scheint[1]), daß die zeitliche Aufeinanderfolge der Korntreffer die Entwicklungsfähigkeit des Korns beeinflußt, also c von I abhängt.

Zum Vergleich wurde p für Licht bestimmt; doch fand sich, daß p zumindest von D abhängt. Es ergab sich als Durchschnittswert für das Dichteintervall, in dem die p-Bestimmung für *Hg* durchgeführt wurde: $p \sim 0{,}70$.

Während also die Q_3-Platten bei Strahlen schwererer Ionen Gleichung (1) befolgen, zeigt Fig. 2 ein gänzlich anderes Verhalten für die Q_1-Platten. Diese Kurven haben nämlich gerade im Anfang stärkere Krümmung, um dann bis $D \sim 0{,}4$ geradlinig zu verlaufen. Das ist charakteristisch für alle aufgenommenen numerischen

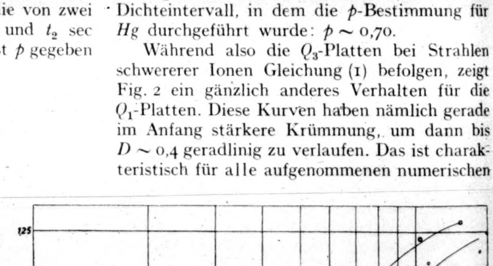


Fig. 3. Logarithmische Dichtekurven von *Mo*, *Hg* und Licht, aufgenommen auf vier verschiedenen Q_1-Platten (I–IV). Die Lage der Kurven bezüglich der *X*-Achse ist willkürlich.

1) Handbuch (l. c.), Bd. V, S. 313.

D-Kurven (7 Mo- und 3 Hg-Platten). Bei ein und derselben Platte ließ sich keine wesentliche Verschiedenheit zwischen Mo- und Hg-Ionen feststellen[1]), wie es z. B. die logarithmischen D-Kurven für Platte III in Fig. 3 zeigen. Doch ergaben sich für die gleiche Ionenart bei verschiedenen Platten derselben Emulsionsnummer starke Schwankungen bezüglich Steilheit und Sättigungsdichte, was besonders deutlich für größeres D in der logarithmischen Darstellung der Fig. 3 zum Ausdruck kommt. Kontrollversuche, die mit Licht durchgeführt wurden, ergaben, daß diese Schwankungen nicht auf Änderungen der Entwicklungsbedingungen zurückgeführt werden können.

Während sich bei den Q_3-Platten gleicher Emulsionsnummer die numerischen D-Kurven der untersuchten Elemente zur Deckung bringen ließen, wenn ein Punkt gemeinsam war (gleiche Einheiten des Abszissenmaßstabs vorausgesetzt), ist das bei den Q_1-Platten nicht mehr der Fall. In Fig. 2 wurden die Kurven so gegeneinander verschoben gezeichnet, daß der geradlinige Teil parallel ist, daß also dort zur Erzielung gleicher Dichtedifferenzen ΔD gleich viel Mo- und Hg-Ionen notwendig sind. Wegen der geringeren Eindringtiefe der Hg-Ionen müßte sogar bei genügender Schichtdicke deren D-Kurve flacher verlaufen. Wie dem immer sei, es geht aus Fig. 2 hervor, daß die Q_1-Platten für Mo empfindlicher sind als für Hg, also zur Erzielung gleichen D mehr Hg- als Mo-Ionen benötigt werden. Dieser Empfindlichkeitsunterschied ändert sich für geringe Dichten, da die D-Kurve für Hg im Anfang schwächer ansteigt als für Mo.

Eine Bestimmung von p für Q_1-Platten ließen nur die Mo-Werte zu, da der Hg-Ionenanteil des Kanalstrahlbündels bei diesen Aufnahmen starken Schwankungen unterworfen war. Sie ergab: $p = 1{,}00 \pm 0{,}02$. Das wäre nur dann widerspruchsfrei, wenn die verwendeten Mo-Isotopenverhältnisse unabhängig vom Rp.G. nachgeprüft würden. Doch ließ sich für $0{,}05 \leq D \leq 0{,}5$ feststellen, daß p unabhängig von D ist. Bei Lichtschwärzung ist das in noch weitergehendem Maße als bei den Q_3-Platten nicht mehr der Fall. Als Durchschnittswert für das bei der p-Bestimmung für Mo verwendete Intervall fand sich $p \sim 0{,}55$.

Fragen wir uns nun, was als Ursache für diesen merkwürdigen Unterschied zwischen Q_1- und Q_3-Platten anzusehen ist, so geben uns die in Fig. 1–3 zum Vergleich gezeichneten D-Kurven für Licht einen Anhaltspunkt. Diese werden ihre wesentliche Gestalt auch dann beibehalten, wenn sie auf einen vergleichbaren Abszissenmaßstab bezogen sind. Es fällt auf, daß die Lichtkurven bei den Q_3-Platten den Ionenkurven unähnlich, bei den Q_1-Platten aber ähnlich sind. Das kann, wenn wir darin mehr als eine Zufälligkeit sehen wollen, zwei Ursachen haben: Es spielt für die Schwärzung der Q_1-Platten eine durch die aufprallenden Ionen verursachte Lichtwirkung die Hauptrolle oder die photographische Wirkung der Kanalstrahlen selbst wird hier der von Lichtquanten ähnlich. Die erste Auffassung steht u. a. mit der Tatsache in Widerspruch, daß hochlichtempfindliche Handelsplatten zum Nachweis schwerer Ionen völlig ungeeignet sind; ferner wäre es auch schwer verständlich, daß für Licht $\frac{\partial p}{\partial D} \neq 0$, für Mo-Strahlen aber $\frac{\partial p}{\partial D} = 0$.

Was die zweite Annahme betrifft, so nimmt man an, daß die Abweichung der D-Kurven gegenüber Gleichung (1) hauptsächlich durch die verschiedene Empfindlichkeit der Korngrößenklassen bedingt ist[1]). Es zeigt sich aber bei den Q_3-Platten, daß für die untersuchten Ionenstrahlen dieser Empfindlichkeitsunterschied nicht vorhanden ist, jedoch für Lichtschwärzung deutlich zum Vorschein kommt (Fig. 1). Diese Diskrepanz läßt sich durch die Annahme lösen, der Reifungsgrad der Q_3-Platten sei so hoch, daß im Durchschnitt die photolytische Wirkung eines auftreffenden Ions genügt, um das Korn unabhängig von seiner Größe entwickelbar zu machen. Da die Q_1-Platten viel geringere Empfindlichkeit besitzen, also im Durchschnitt ein Korn viel öfter als einmal getroffen werden muß, um entwickelbar zu sein, tritt der Empfindlichkeitsunterschied der Kornklassen deutlich hervor und die D-Kurve bekommt lichtähnliche Gestalt. Möglicherweise macht sich auch bei diesen Platten eine zusätzliche Bremswirkung der Gelatine bemerkbar, wodurch sich ihre geringere Empfindlichkeit gegenüber schwereren Ionen zwanglos erklären ließe. Die α-Strahlen dagegen haben so hohe Energie, daß selbst die Bremswirkung der Gelatine es nicht verhindern kann, daß ein Treffer ausreicht, um das getroffene Korn unabhängig von seiner Empfindlichkeit entwickelbar zu machen. Daher ergibt diese Strahlung bei allen untersuchten Platten ein Schwärzungsgesetz von der Form (1).

Ist nun bei einem Korn eine größere Trefferanzahl zur Entwickelbarkeit notwendig, so ist leicht denkbar, daß die zeitliche Aufeinanderfolge der Treffer eine Rolle spielt, also das Rp.G. nicht mehr in Strenge gilt. Die Abweichungen davon werden nicht so groß wie bei Licht-

1) Über ein bei Standard Paget Half Tone-Platten beobachtetes abweichendes Verhalten siehe F. W. Aston, Masspectra and Isotopes. S. 92. London 1933.

1) Handbuch l. c., Bd. V, S. 270.

schwärzung sein, da die photolytische Wirkung eines Ions von $2 \cdot 10^4$ eV viel größer ist als die eines Lichtquants. Sie werden aber um so deutlicher zutage treten, je stärker sich die Bremswirkung der Gelatine auswirkt und je geringer die Ionenenergie ist. Tatsächlich konnte Bainbridge bei langsamen Alkaliionen starke Abweichungen vom Rp.G. beobachten[1]).

Zusammenfassung

Es wird die photographische Wirkung von *Mo-*, *Nd-*, *Cp-* und *Hg-*Ionen von etwa $2 \cdot 10^4$ eV Energie auf die für massenspektrographische Zwecke fast ausschließlich verwendeten *Q*-Platten der Ilford untersucht. Es ergab sich, daß bei den Q_3-Platten diese Ionenstrahlen dem gleichen Schwärzungsgesetz gehorchen, wie es für α-Strahlen von Kinoshita gefunden wurde. Für *Hg*-Ionen wurde bei den Q_3-Platten gezeigt, daß der Schwarzschildexponent $p = 0{,}99 \pm 0{,}05$. Bei den Q_1-Platten, die gegenüber den Q_3-Platten feinkörniger und unempfindlicher sind, folgt aus Untersuchungen von *Mo* und *Hg*, daß das Schwärzungsgesetz von Kinoshita nicht mehr zutrifft. Schwärzungskurven von Licht, die zum Vergleich auf beiden Plattenarten aufgenommen wurden, zeigen bei den Q_3-Platten Unähnlichkeit mit den entsprechenden Kurven für Ionenstrahlen, während sie bei den Q_1-Platten nahezu gleichartig verlaufen. Es wird versucht, dieses merkwürdige Verhalten dadurch zu erklären, daß ein Korn einer Q_3-Platte im Durchschnitt nur einmal von einem Ion getroffen werden muß, um entwickelbar zu sein, während bei den Q_1-Platten dazu viele Treffer notwendig sind. Infolgedessen kommen nur bei den letzteren die Empfindlichkeitsunterschiede der Korngrößenklassen zur Geltung und verursachen die lichtähnliche Gestalt der Schwärzungskurve. Möglicherweise spielt auch noch eine zusätzliche Bremswirkung der Gelatine dabei mit. All das bringt mit sich, daß bei den Q_1-Platten nicht mehr mit Sicherheit auf die strenge Gültigkeit des Reziprozitätsgesetzes für Strahlen schwererer Ionen geschlossen werden darf.

Wien, I. Physikalisches Institut der Universität.

(*Eingegangen 9. Januar 1940*)

1) K. T. Bainbridge, l. c.

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Louis de Broglie, Licht und Materie. Ergebnisse der Neuen Physik. Gr.-8°. 330 S. Hamburg 1939. H. Goverts Verlag. Geb. RM 9.60.

Das Buch von de Broglie ist eine Sammlung physikalischer und philosophischer Aufsätze und Reden aus den letzten Jahren mit dem Grundthema Wellenmechanik. Die dadurch bedingte Wiederholung mancher Betrachtungen wird der Laie, für den ja das Buch zunächst bestimmt ist, wahrscheinlich angenehm empfinden, der mit dem Thema vertraute Leser hätte sie lieber vermieden gesehen. Trotzdem ist es auch für den Physiker lehrreich, die Probleme der Atommechanik und der Strahlung immer wieder von einer anderen Seite beleuchtet zu finden, um so mehr als die Darstellung nicht nur inhaltlich, sondern auch sprachlich meisterhaft ist. In den physikalischen Abhandlungen interessieren den Fachmann wohl am meisten die Gedankengänge, die von der alten Quantentheorie zur Wellenmechanik führen, da sie einen Blick in die Entdeckungsgeschichte der neuen Physik tun lassen. Daneben scheint mir noch die besondere Aufmerksamkeit des Lesers zu verdienen die mehrfache Gegenüberstellung der Physik der Materie und derjenigen des Lichtes in ihrem heutigen Gewande mit dem deutlichen Hinweis auf die Mängel in der angestrebten Parallelführung. Von den vorwiegend philosophischen Abhandlungen sind am originellsten die Aufsätze „Kontinuum und Individuum in der modernen Physik" und „Physikalische Wirklichkeit und Idealisierung". Wenn sich das Buch auch an Laien wendet, so möchte ich doch jedem Physiker seine Lektüre empfehlen; sein philosophischer Inhalt muß jeden zur Besinnung anregen. — Der Vollständigkeit halber sei noch darauf hingewiesen, daß in der sonst einwandfreien Übersetzung einige das Verständnis erschwerende Fehler sind, z. B. gleicher und ungleicher Spin statt richtig paariger und unpaariger Spin (pair und impair), unbeweglich statt ruhend (immobile) und schließlich S. 186, Z. 12—8 von unten ein ganzer Satz. Dem Werk ist ein Vorwort von Heisenberg vorausgeschickt, ein Anhang für Mathematiker gibt die Theorie der Strahlung von Maxwell bis de Broglie und Heisenberg. Der Nobelvortrag von de Broglie beschließt die Sammlung.

Kratzer

Karl K. Darrow, Die Renaissance der Physik. 8°. 385 S. Mit 43 Abb. Berlin-Wien-Leipzig 1939. Paul Zsolnay Verlag. Geb. RM 8.50.

Das Buch von Darrow ist nur für den Laien bestimmt. Es beginnt beim geriebenen Bernstein und endet bei der Komplementärität von Welle und Korpuskel und der Kernumwandlung. Nach

meinem Urteil ist das Elementare zu breit dargestellt, während die schwierigeren Dinge manchmal zu kurz kommen. Dies gilt insbesondere für die Erklärung vieler schematisch oder im Lichtbild dargestellten Apparaturen. Hier hat der Verfasser in berechtigtem Stolz auf die Leistungen amerikanischer Experimentierkunst seinen Lesern, denen er die elementare Gitterformel wegen des darin auftretenden sin nicht zutraut, beträchtlich mehr als sonst zugemutet. Ein erheblicher Mangel der Übersetzung ist, daß an ihr offenbar kein Fachmann mitgewirkt hat. Sonst könnte es nicht vorkommen, daß z. B. grundsätzlich von Brechung und Brechungsgittern die Rede ist, wenn Beugung gemeint ist, oder daß das Wirkungsquantum mit $6 \cdot 6{,}10^{-27}$ oder daß ein Fünfzigmillionstel mit 5^{-10} angegeben ist. Auch ganze Sätze sind durch falsche Übersetzung unverständlich geworden. Weiter finde ich es verwirrend, daß die großen Zahlen in der französischen Bezeichnung angeführt sind: z. B. 10^{18} = Quintillion! Das gut ausgestattete Buch kommt für den Fachmann und auch für den naturwissenschaftlich Gebildeten nicht in Betracht, aber auch dem Laien ist es nur bedingt zu empfehlen.

Kratzer

H. Frieser und H. Staude, Jahresbericht der Photographie, Kinematographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1937. 598 Seiten. Leipzig 1938. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Brosch. RM 43.20, geb. RM 44.80

Es wurde auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie bisher als schmerzliche Lücke empfunden, daß für dieses Fach kein referierendes Organ existierte, das laufend etwa wie die Physikalischen Berichte oder das Chemische Zentralblatt über neuere wissenschaftliche und technische Arbeiten auf diesem oder verwandten Gebieten berichtete. Wohl findet dort auch eine laufende Registrierung derartiger Publikationen statt, aber es fehlte doch an einer zusammenhängenden Berichterstattung, die nach großen Gesichtspunkten geordnet war. Diesem Übelstand hilft erstmalig der von H. Frieser und H. Staude herausgegebene Jahresbericht für Photographie, Kinematographie und Reproduktionstechnik ab, dessen erster Band die Veröffentlichungen des Jahres 1937 umfaßt. Namhafte Fachgenossen, zumeist Schüler von Prof. Luther, bearbeiten die einzelnen Kapitel; so referieren neben den Herausgebern Eichler, Falta, Leistner, Lührig, Petzold, Weyde u. a. über die einschlägigen Veröffentlichungen der in- und ausländischen Literatur. Neben Referaten über Theorien und Anwendungen der photographischen Prozesse und ihrer Grenzgebiete wie Photophysik, Photometrie und Photochemie wird über Arbeiten betr. Herstellung, Eigenschaften, Prüfung und Verarbeitung photographischer Schichten sowie über Farbenphotographie und moderne Lichtpausverfahren berichtet. Das Kapitel über Kinematographie gliedert sich in Bildkinematographie, Tonfilm (Bearbeiter: Narath) und Fernsehen (Clamann). Auch alle Veröffentlichungen und Patente auf dem Gebiete der Reproduktionstechnik sind vollständig aufgeführt. Ein vollzähliges Normen-, Patent- und Namenregister beschließen diesen ersten wertvollen Band, während bei der übersichtlichen Anordnung des Stoffes, der zumeist in Einzelreferaten geboten wird, auf ein Sachregister verzichtet werden konnte. Der Stoff ist dabei nicht nur vollständig gesammelt und gesichtet worden, sondern zumeist kritisch dargestellt und weitgehend aufgeteilt.

Hoffentlich folgen diesem, auch dem Physiker unentbehrlichen Nachschlagewerk die geplanten Bände für die Jahre 1938 und 1939. Herausgeber, Mitarbeiter und nicht zuletzt der Verlag haben sich jedenfalls schon mit dem ersten Bande ein großes Verdienst um die wissenschaftliche und technische Photographie und ihre Grenzgebiete erworben.

Rzymkowski

Grimsehl-Tomaschek, Lehrbuch der Physik. Band III. Materie und Äther. 9. Aufl. Gr.-8°. IV u. 458 S. Mit 339 Abb. Leipzig und Berlin 1939. B. G. Teubner. Geb. RM 14.—.

War der Zwischenraum von nur zwei Jahren zwischen der 7. und 8. Auflage des Buches schon außerordentlich kurz für ein wissenschaftliches Lehrbuch, so ist er bei der 9. Auflage durch eine nur einjährige Pause noch unterboten worden. Das ist nicht nur ein Beweis für die große Aufnahmefähigkeit des Marktes auf diesem Gebiete, sondern auch ein Zeichen der hohen Anerkennung, die das Buch in den Kreisen aller Fachgenossen gefunden hat. Es ist nicht nur ein unentbehrlicher Lehrer für jeden Studenten der Physik, Chemie und Technik geworden, sondern auch der ältere Fachgenosse benutzt es gern, um sich auf einem ihm noch ferner liegenden Gebiete über den neuesten Stand der Forschung in seinen Grundlagen zu unterrichten. Denn überall zeugt die zweckmäßig knappe Darstellung von der überlegenen Sachkenntnis des Verfassers. Natürlich darf man nach einem Jahre inhaltlich nicht viel Neues erwarten. Nur an wenigen Stellen ist raschem Fortschritt der Forschung Rechnung getragen. Neu ist die Bezeichnung des Buches als „Band III" des ganzen Werkes, statt bisher „Band II, 2". Im Vorwort gibt Verfasser kurz eine bemerkenswerte Darstellung seiner Ätherauffassung.

Möbius

Wolfgang Langenbeck, Lehrbuch der organischen Chemie. XIV u. 537 S. Mit 5 Abb. Dresden u. Leipzig 1938. Theodor Steinkopff. Preis geb. RM 15.—.

Unter manchen guten neueren Lehrbüchern der organischen Chemie nimmt das vorliegende einen besonderen Platz ein. Die zuerst zu bemerkende Abweichung von dem bisher üblichen ist die Einteilung des Stoffes in die Beschreibung der einfachen organischen Verbindungen und in eine zweite größere Hälfte, die sich mit einzelnen Arbeitsgebieten befaßt. Während in dem ersten Teil kurz alles wichtige über aliphatische, aromatische und heterozyklische Verbindungen mitgeteilt wird, und der Leser damit in die organische Chemie eingeführt ist, dient der zweite Teil der mehr ins einzelne gehenden Darstellung der Kohlehydrate, Eiweißstoffe, Isoprenabkömmlinge, Farbstoffe, Alkaloide und anderer stickstoffhaltiger Naturstoffe, und der Katalyse in der organischen Chemie. Als derjenige Gesichtspunkt, nach dem sich Stoffauswahl und -beschreibung richten, tritt

die Synthese leitend hervor, die auch heute noch der organischen Chemie den charakteristischen Zug verleiht. Darum werden Rohstoffe und Naturstoffe besonders liebevoll behandelt, mehr analytische Verfahren, wie z. B. die Röntgenanalyse oder die Theorien der Bindung, treten in den Hintergrund. So wird es auch verständlich, daß der Verfasser der Katalyse, ohne die Forschung und Technik nicht mehr denkbar sind, fast ein Zehntel seines Buches einräumt. Liegt hier auch, der Bestimmung des Buches für Chemiker, Mediziner, Biologen usw. gemäß, das Schwergewicht im Organisch-Biologischen, so kommt doch diesem Kapitel und seiner Stellung als besonderer Bestandteil eines Lehrbuches allgemeinere Bedeutung zu, weil hier mit Erfolg nicht nur dem Studierenden ein Weg aufgezeigt wird, der zu dem hauptsächlichen Gedankengut und zu den Problemen der heutigen Chemie führt. Dieser Zug findet sich in den anderen Kapiteln wieder, soweit es der Stoff nur irgend zuzulassen schien. Mit seiner fesselnden und anregenden Art dürfte sich das Buch bald Freunde in Kreisen der Chemie und benachbarter Fachgebiete erwerben. F. Rogowski

A. J. Rutgers, Physische Scheikunde. Gr.-8°. XI und 588 S. Mit 138 Fig. 27 S. Zusammenstellung von Konstanten und Formeln als Beilage. Groningen-Batavia 1939. P. Noordhoff N. V. Geb. hfl. 13.50.

In seiner Vorrede berichtet der Autor A. J. Rutgers, Professor der physikalischen Chemie an der Universität Gent, wie er dazu kam, ein neues kurzes Lehrbuch der physikalischen Chemie zu verfassen. Er empfand das Bedürfnis, mit Rücksicht auf das immer stärkere Eindringen von physikalischen Begriffen und Methoden in die Chemie über ein Buch verfügen zu können, in dem der theoretischen Physik ein größerer Raum zugewiesen wird, als das bisher in den physikalisch-chemischen Lehrbüchern der Fall ist.

Dieses Ziel hat der Autor erreicht, ohne dabei dem Studierenden mehr zuzumuten, als er erfahrungsgemäß bei einer ersten Einführung aufzunehmen gewillt ist. Auf 588 Seiten wird trotzdem alles gebracht von den klassischen Gesetzen der idealen Gase bis zur Kernchemie, und das in einer Form, bei der niemals das anschauliche Element zu kurz kommt. Nach Ansicht des Referenten ist hier ein ausgezeichnetes Lehrbuch zustande gekommen, das nicht verfehlen wird, die Entwicklung auf dem Gebiete der physikalischen Chemie in bestem Sinne zu beeinflussen. P. Debye

Carl Stumpf, Erkenntnislehre. Band I. XII, 371 S. Mit 12 Abb. Gr.-8°. Leipzig 1939. J. A. Barth. Geb. RM 19.—, brosch. RM 17.20.

Der vor einigen Jahren verstorbene Philosoph hat in diesem Alterswerk, dessen erster Band in diesem Jahre erschienen ist, seine erkenntnistheoretischen Grundanschauungen dargestellt. Er knüpft dabei an seinen Lehrer Fr. Brentano an. Er versucht, sowohl der apriorischen wie der empirischen Erkenntnis ihr Recht werden zu lassen. Die letztere tritt dabei, zumal in diesem Bande, vor allem in der Form der Psychologie auf. Die für den Physiker interessanten Fragen verweist das Inhaltsverzeichnis in den zweiten Band.

Das klar und lesbar geschriebene Buch vermittelt dem Leser den Einblick in eine Denkweise, die wir nicht mehr als die unsere ansehen, aber um ihrer Geordnetheit und ihres Bemühens nach gerechter Würdigung aller Realitäten willen mit Achtung betrachten werden. C. F. v. Weizsäcker

NACHRICHTEN

ACHEMA IX. Die ACHEMA IX wird nicht 1940 stattfinden, sondern auf einen späteren Zeitpunkt verlegt. Statt dessen soll eine Kongreßschau „Werkstoffe und Chemie" im August 1940 durchgeführt werden. Termin und Ort der Veranstaltung wird noch bekanntgegeben.

Dozenturen: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. Fritz Möller für Meteorologie und Geophysik, an der Technischen Hochschule München Dr. Max Steck für Mathematik, an der Universität Marburg Dipl.-Ingenieur Dr. Erik Asmus für Physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Albert Marath für Angewandte Photochemie, an der Universität Jena Dr. Hans Bucerius für Theoretische Astronomie, an der Universität München Dr. Hermann Auer für Angewandte Physik, an der Universität Wien Dr. Ferdinand Steinhauser für Meteorologie, an der Universität Göttingen Studienrat Dr. Friedrich Seyfarth für Darstellende Geometrie und Schulmathematik.

Ernannt: Der außerplanmäßige Professor Dr. Johannes Küstner an der Universität Göttingen zum a. o. Professor in der Medizinischen Fakultät derselben Universität für Medizinische Physik und Biophysik, der a. o. Professor an der Universität Köln, Dr. Johann Malsch zum ord. Professor für angewandte Physik ebenda, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Breslau, Studienrat a. D. Dr. Ferencz Jüttner zum außerplanmäßigen Professor für Chemische Physik daselbst, der Dozent für chemische Technologie an der Universität Kiel, Dr. Carl Zerbe zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Danzig, Dr. Eduard Hertel zum ord. Professor der Physikalischen Chemie ebenda.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Hermann Starke.

Berichtigung: Die Meldung von der Versetzung des Dozenten für theoretische Physik an der Universität Gießen Dr. Josef Meixner nach Graz (S. 28, 1940) beruht auf einem Irrtum.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.